

# **Zweitveröffentlichung**

Untersuchung von Halbleiteroberflächen  
im stationären Nichtgleichgewicht  
durchgeführt an Germanium

Dissertation  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät des  
Wissenschaftlichen Rates der Humboldt-Universität

von

Diplom-Physiker

Wolfgang Gräfe

Dekan: Prof. Dr. habil. Klix

Gutachter:                   1. Prof. Dr. habil. J. Auth  
                                  2. Doz. Dr. habil. E. Gutsche  
                                  3. Dr. H. Flietner

Berlin, den 03.12.1969

Ausgehend von einer kritischen Betrachtung der bekannten Meßverfahren zur Untersuchung von Halbleiteroberflächen wurde der Feldeffekt mit Sperrstrommessungen derart gekoppelt, daß gleichzeitig an dem Teil der Probe, der auf der Rückseite von einem in Sperr-Richtung vorgespannten pn-Übergang bedeckt ist, der Oberflächenleitwert und der Sperrstrom des pn-Übergang gemessen werden. Der Sinn dieser Kopplung ist es, die Termanalyse gegenüber den bekannten Methoden zu verbessern.

Aus theoretischen Betrachtungen ergeben sich die Möglichkeiten, die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit einmal aus der Sperrstromänderung bei Belichtung und zum anderen aus der Verringerung des minimalen Oberflächenleitwertes beim Übergang vom Gleichgewicht in einen Nichtgleichgewichtszustand an der Oberfläche zu bestimmen.

Zur Durchführung der Messungen wurde eine Apparatur aufgebaut unter Verwendung einer neuen Methode zur Messung des Oberflächenleitwertes, bei der die Verarmungsschicht an der Oberfläche mit einem hochfrequenten Wechselstrom kapazitiv überbrückt wird. Die an CP-4-geätzten Proben gewonnenen Daten und die Interpretation einer beobachteten Verschiebung des Sperrstrommaximums bei Verbreiterung der Sperrstromkurve ermöglichen eine Verbesserung der Termanalyse, die Bestimmung des Verhältnisses der Übergangswahrscheinlichkeiten und eine eindeutige Bestimmung des Energieniveaus des Rekombinationsterms. Letztere war bisher Gegenstand vieler Untersuchungen mit unterschiedlichen Ergebnissen. Ferner wird eine Erweiterung des Rekombinationsmodells vorgeschlagen.

# Untersuchung von Halbleiteroberflächen im stationären Nichtgleichgewicht durchgeführt an Germanium

	Seite
1. Das Modell der Halbleiteroberfläche .....	- 1 -
2. Übersicht über die elektrischen Oberflächen-Untersuchungsmethoden .....	- 8 -
a) Oberflächen-Leitfähigkeitsmessungen .....	- 8 -
Feldeffekt.....	- 8 -
Channel-Leitwertmessungen .....	- 12 -
b) Oberflächenkapazitätsmessungen .....	- 13 -
c) Oberflächenspannungsmessungen.....	- 15 -
d) Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit .....	- 16 -
Messung der effektiven Lebensdauer .....	- 16 -
Sperrstrommessungen.....	- 17 -
e) Zusammenfassung .....	- 18 -
3. Notwendigkeit der Erweiterung der Feldeffektuntersuchungen.....	- 20 -
4. Theoretische Betrachtungen zur Untersuchung von Halbleiteroberflächen im stationären Nichtgleichgewichtszustand .....	- 27 -
a) Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mittels Sperrstromänderungen .....	- 27 -
b) Bestimmung der Bandverbiegung im Nichtgleichgewicht-Zustand .....	- 32 -
c) Bestimmung der Aufspaltung des Fermi-niveaus mittels Leitwertmessungen .....	- 35 -
d) Erweiterung der Termanalyse für die schnellen Terme .....	- 38 -
5. Aufbau der Meßapparatur.....	- 40 -

6. Durchführung der Messungen und Messergebnisse.....	- 58 -
a) allgemeine Ergebnisse.....	- 58 -
b) Feldeffekt- und Sperrstrommessungen .....	- 59 -
c) Sperrstromrelaxationen .....	- 68 -
7. Diskussion und Auswertung der Meßergebnisse.....	- 76 -
a) Sperrstromrelaxationen .....	- 76 -
b) Feldeffekt- und Sperrstrommessungen .....	- 79 -
c) Vergleich der gemessenen Termdaten mit Literaturangaben.....	- 91 -
8. Einschätzung der Möglichkeit, die Untersuchungen im stationären Nichtgleichgewichtszustand an Silizium vorzunehmen.....	- 97 -
9. Zusammenfassung und Bemerkungen.....	- 99 -
10. Anhang .....	- 101 -
11. Literatur .....	- 104 -



## 1. Das Modell der Halbleiteroberfläche

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß allein durch den Abbruch der Gitterperiodizität lokalisierte Ladungen an den Kristalloberflächen zu erwarten sind. Bei den gewöhnlichen Halbleiteroberflächen, die mit einem Oxid oder einer anderen Deckschicht überzogen sind, können Oberflächenladungen auch durch Fremdionen und Bindungsfehler hervorgerufen werden. Die verschiedenen Methoden der theoretischen Behandlung, die entweder ausgehen von Bloch-Funktionen, den Atomfunktionen oder vom Modell der chemischen Bindung, sind im Rahmen der Betrachtungen von FLIETNER [1,2] kritisch gegenübergestellt.

Diese Oberflächenladungen an der Grenze des Halbleiters werden von einer Raumladung innerhalb des Halbleiters kompensiert. Die Raumladung setzt sich zusammen aus den quasifreien Elektronen und Löchern und den ionisierten Störstellen. Die Elektronenkonzentration  $n$  und die Löcherkonzentration  $p$  sind sofern keine Entartung auftritt gegeben durch

$$n = n_i e^{\frac{(q\phi_n - E_i)}{kT}}$$
$$p = n_i e^{\frac{(E_i - q\phi_p)}{kT}} \quad (1)$$

Dabei ist  $n_i$  die Konzentration der Elektronen oder Löcher in einem Eigenhalbleiter,  $E_i$  ist das Ferminiveau eines Eigenhalbleiters, das bis auf eine additive Konstante gleich der potentiellen Energie der Elektronen  $q\psi$  ist. Die Größen  $q\phi_n$  und  $q\phi_p$  sind die Quasifermi-niveaus der Elektronen bzw. Löcher, die im thermischen Gleichgewicht gleich dem Fermi-niveau sind.

Der Elektronenüberschuß in der Raumladungsrandschicht ist definiert als

$$\Gamma_n = \int_0^{\infty} (n - n_b) dx \quad (2)$$

und entsprechend der Löcherüberschuß als

$$\Gamma_p = \int_0^{\infty} (p - p_b) dx \quad (3)$$

wobei  $n_b$  und  $p_b$  die Volumenkonzentrationen (bulk) der Elektronen und Löcher sind.

In der Raumladungsrandschicht ist das elektrostatische Potential als Funktion des Ortes durch die Poisson-Gleichung bestimmt.

$$\Delta \psi = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \quad (4)$$

$\varepsilon$  ist die Dielektrizitätskonstante und  $\rho$  die Raumladungsdichte. Bei vollständiger Ionisation der Donatoren und Akzeptoren gilt:

$$\rho = q(n - p + N_D - N_A) \quad (5)$$

$N_D$  ist die Donatorkonzentration und  $N_A$  die Akzeptorkonzentration. Die Gesamtladung der Raumladungsrandschicht ist

$$Q = \int_0^{\infty} \rho(x) dx \quad (6)$$

Wenn die Konzentration der Majoritätsträger an der Oberfläche größer ist als im Volumen, spricht man von einer Akkumulationsschicht. Ist sie kleiner als im Volumen liegt eine Verarmungsschicht oder, wenn die Konzentration der Minoritätsträger an der Oberfläche die der Majoritätsträger im Volumen übersteigt, eine Inversionsschicht vor.

Nach (1) und (4) ist im Bändermodell eine Raumladung durch eine Änderung des Abstandes der Energiebänder vom Fermi-niveau bzw. von den Quasiferminiveaus gekennzeichnet, d.h. an den Halbleiteroberflächen sind im allgemeinen die Bänder gekrümmt. Abb. 1 zeigt das Bändermodell einer Akkumulationsschicht auf einem n-Halbleiter. Darin ist  $E_c$  die untere Kante des Leitungsbandes,  $E_v$  die obere Kante des Valenzbandes und  $Y$  ist die Bandverbiegung, d.h. die Änderung des

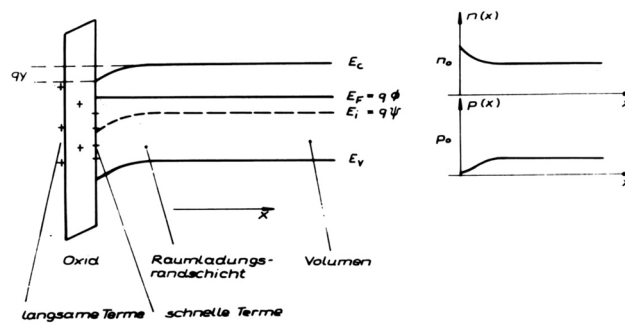


Abb. 1 Bändermodell einer Akkumulationsschicht auf einem n-Halbleiter

elektrostatischen Potentials zwischen Oberfläche und Volumen. Einer positiven Bandverbiegung entspricht eine n-leitende Oberfläche. Weiterhin sind die energetischen Niveaus der in und auf der Deckschicht lokalisierten Ladungen sowie der an der Grenze zwischen Halbleiter und Deckschicht befindlichen Ladungen schematisch eingezeichnet. Die Besetzung dieser energetischen Niveaus oder Terme wird im thermischen Gleichgewicht durch die Fermiverteilungsfunktion beschrieben.

$$f = \left( 1 + g e^{(E_t^* - q\phi - qY)/kT} \right)^{-1} \quad (7)$$

$E_t^*$  ist das Energieniveau des Terms. Das Verhältnis  $g$  der Entartungen des Terms im unbesetzten und besetzten Zustand wird im folgenden durch das ausschließlich betrachtete effektive Energieniveau  $E_t = E_t^* + kT \ln g$  berücksichtigt.

Bei einer Störung des thermischen Gleichgewichts kommt es, wie im einzelnen von FLIETNER [2] beschrieben, zu einem Ladungsaustausch zwischen den Termen und den Bändern. Im stationären Nichtgleichgewichtszustand geht nach SHOCKLEY

und READ [3] in die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Terms noch das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten  $C_p/C_n$  für Elektronen und Löcher ein.

$$f = \frac{n_s + p_t \frac{C_p}{C_n}}{(n_s + n_t) + (p_s + p_t) \frac{C_p}{C_n}} \quad (8)$$

$p_s$  und  $n_s$  sind die Löcher- bzw. Elektronenkonzentrationen in der Raumladungsschicht an der Oberfläche und  $p_t$  sowie  $n_t$  die entsprechenden Konzentrationen für den Fall, daß das Fermi-niveau gleich dem Energieniveau der Terme ist.

Wie im Anhang gezeigt, geht (8) für

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}} \quad (9)$$

und einer zusätzlichen Einschränkung für  $\phi_n - \phi_p$  in

$$f = \left( 1 + e^{\frac{(E_t - q\phi_n - qY)}{kT}} \right)^{-1} \quad (10)$$

über, d.h. die Besetzung des Terms wird nur durch das Quasiferminiveau der Elektronen geregelt. Entsprechend folgt aus (8) mit

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}} \quad (11)$$

$$f = \left( 1 + e^{\frac{(E_t - q\phi_p - qY)}{kT}} \right)^{-1} \quad (12)$$

und das bedeutet, die Besetzung des Terms wird allein durch das Quasiferminiveau der Löcher bestimmt.

Die Rekombinationsrate  $U$  freier Ladungsträger über einen Oberflächenterm in der verbotenen Zone ist nach SHOCKLEY

und READ [3]

$$U = \frac{N_t C_p C_n (n_s p_s - n_i^2)}{C_n (n_s + n_t) + C_p (p_s + p_t)} \quad (13)$$

$N_t$  bedeutet hier die Dichte der Oberflächenterme pro Flächeneinheit. Setzen wir voraus, daß die Werte der Quasiferminiveaus innerhalb der Raumladungsrandschicht konstant und gleich denen im Volumen sind, dann gilt nach (1)  $n_s p_s = n_b p_b$ . Wiederum sind  $n_b$  und  $p_b$  die Elektronen- und Löcherkonzentrationen im Volumen, die im thermischen Gleichgewicht mit  $n_0$  und  $p_0$  bezeichnet werden, so daß

$$n_b = n_0 + \delta n \quad \text{und} \quad p_b = p_0 + \delta p \quad (14)$$

gilt, wobei  $\delta n$  und  $\delta p$  die Konzentrationsabweichungen von den Gleichgewichtswerten sind. Wegen der Neutralität, die in dem Probenvolumen aufrechterhalten werden muß, ist

$$\delta n = \delta p \quad (15)$$

Für die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $s$ , definiert als

$$s = \frac{U}{\delta p} \quad (16)$$

erhält man nach STEVENSON und KEYS [4] und MANY u.a.[5]

$$s = \frac{N_t C_p C_n (n_0 + p_0 + \delta p)}{C_n (n_s + n_t) + C_p (p_s + p_t)} \quad (17)$$

Definiert man zwei Quasi-Oberflächenpotentiale  $\phi_{ns}$  und  $\phi_{ps}$  durch

$$\begin{aligned} q\phi_{ns} &= q\phi_n + qY - E_i \\ q\phi_{ps} &= q\phi_p + qY - E_i \quad , \end{aligned} \quad (18)$$

die im thermischen Gleichgewicht, d.h. wenn die Quasiferminiveaus  $\phi_n$  und  $\phi_p$  zusammenfallen, in das Oberflächenpotential  $\phi_s$  übergehen, so kann man diesen Ausdruck umformen in

$$s = \frac{N_t C_p C_n (n_0 + p_0 + \delta p)}{C_n n_i \left( e^{q\phi_{ns}/kT} + e^{E_t - E_i/kT} \right) + C_p n_i \left( e^{-q\phi_{ps}/kT} + e^{E_i - E_t/kT} \right)} \quad (19)$$

Mit  $\phi_{ns} - \phi_{ps} = \phi_n - \phi_p = \delta\phi$  und  $q\phi_0/kT = \frac{1}{2} \ln C_p/C_n$  erhält man daraus

$$s = \frac{1}{2n_i} \frac{N_t (C_p C_n)^{1/2} (n_0 + p_0 + \delta p)}{\cosh\left(\frac{E_t - E_i - q\phi_0}{kT}\right) + e^{\frac{q\delta\phi}{2kT}} \cosh\left(\frac{q\phi_{ps} - q\phi_0 - q\delta\phi/2}{kT}\right)} \quad (20)$$

Dieser Ausdruck ist in ähnlicher Form bereits von RSHANOW [6] und WOLSKA [7] hergeleitet worden, von letzterer mit der zusätzlichen und nicht notwendigen Voraussetzung, daß  $N_t$  klein ist. Für sehr kleine Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht, d.h. wenn  $\delta n = \delta p \rightarrow 0$  und  $\delta\phi \rightarrow 0$  geht die Formel (20) über in den folgenden Ausdruck, der von STEVENSON und KEYES [4] und von MANY u.a. [5] abgeleitet wurde.

$$s = \frac{1}{2n_i} \frac{N_t (C_p C_n)^{1/2} (n_0 + p_0)}{\cosh\left(\frac{E_t - E_i - q\phi_0}{kT}\right) + \cosh\left(\frac{q\phi_s - q\phi_0}{kT}\right)} \quad (21)$$

Nach (20) ist  $s$  als Funktion von  $\phi_{ps}$  symmetrisch zu  $\phi_{ps} = \phi_0 - \delta\phi/2$ , wo das Maximum von  $s$  liegt. Als Funktion von  $\phi_{ns}$  ist  $s$  symmetrisch zu  $\phi_{ns} = \phi_0 + \delta\phi/2$ .

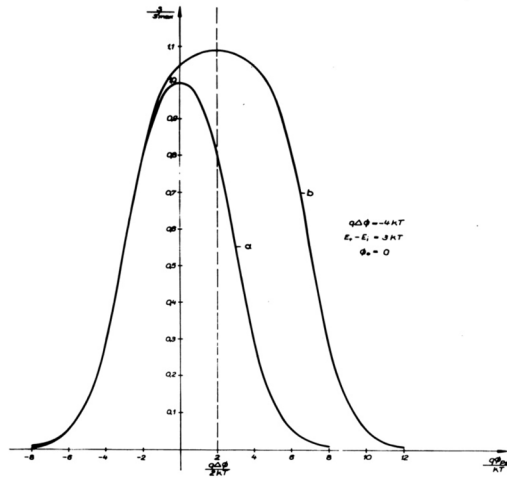


Abb. 2 Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als Funktion der Bandverbiegung für  $\delta\phi \rightarrow 0$ , Kurve a, und für  $q\delta\phi = -4kT$ , Kurve b

In Abb. 2 ist der Verlauf von  $s/s_{\max}$  für kleine Störungen nach Formel (21) wiedergegeben, Kurve a. Ferner ist für  $q\delta\phi = -4kT$  der Verlauf von  $s$  dividiert durch  $s_{\max}$  gemäß (21) dargestellt, Kurve b.

Wie man sieht, steigt die maximale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für  $q\delta\phi < 0$  und die Halbwertsbreite nimmt zu, entsprechend treten für  $q\delta\phi > 0$  die entgegengesetzten Änderungen ein.

Es sei noch bemerkt, daß für

$$\frac{C_p}{C_n} = e^{2(E_i - E_s)/kT}$$

das Argument des ersten cosh-Gliedes im Nenner von (20) und (21) verschwindet. Für gegebene Termdaten  $N_t$  und  $(C_p C_n)^{1/2}$  erreicht dann die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ihre maximalen Werte.

## 2. Übersicht über die elektrischen Oberflächen-Untersuchungsmethoden

### a) Oberflächen-Leitfähigkeitsmessungen

#### Feldeffekt

Der Elektronenüberschuß an der Oberflächen  $\Gamma_n$ , der Löcherüberschuß  $\Gamma_p$  und damit der Oberflächenleitwert sowie die Gesamtladung der Raumladungsrandschicht  $\rho_{sc}$  (space charge) sind eindeutigen Funktionen der Bandverbiegung  $Y$  [8]. Bei großen positiven und negativen Bandverbiegungen steigt mit der Zahl der freien Ladungsträger an der Oberfläche auch der Leitwert der Halbleiterprobe. Bei der Bandverbiegung

$$qY_{G \min} = kT \ln \left( \frac{p_0 \mu_p}{n_0 \mu_n} \right) = -2(q\phi - E_i) - \ln \left( \frac{\mu_n}{\mu_p} \right) \quad (22)$$

tritt ein Leitwertminimum auf [8].

Die Leitwertänderung einer Halbleiterprobe infolge einer influenzierten Ladung ist der Feldeffekt. Die experimentelle Anordnung zur Messung des Feldeffektes zeigt Abb. 3. Eine Elek-

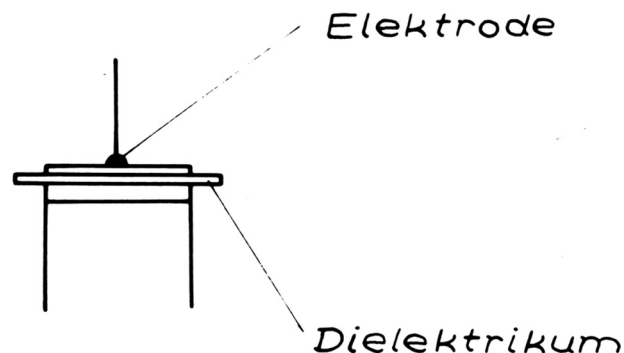


Abb. 3 Anordnung zur Feldeffektmessung



trode und ein Halbleiterplättchen, zwischen denen sich ein Dielektrikum befindet, bilden einen Kondensator. Mit Hilfe der ohmschen Kontakte an den Stirnseiten der Halbleiterprobe wird der Probenleitwert gemessen. Beim Anlegen einer Gleichspannung an den sogenannten Feldeffektkondensator verteilt sich nach Einstellung des Gleichgewichts die influenzierte Ladung  $\delta Q_s$  (surface) auf die Raumladungsrandschicht  $\delta Q_{sc}$  (space charge), auf die schnellen Terme  $\delta Q_{fs}$  (fast states) und auf die langsamen Terme  $\delta Q_{ss}$  (slow states)

$$\delta Q_s = \delta Q_{sc} + \delta Q_{fs} + \delta Q_{ss} \quad (23)$$

An geätzten Germaniumoberflächen haben die schnellen Terme eine Dichte von  $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , die Dichte der langsamen Terme ist größer als  $10^{13}$ , FLIETNER [9], MANY u. a. [10]. Aus diesem Grunde geht fast die gesamte influenzierte Ladung in die langsamen Terme über und es werden nur kleine Änderungen des Leitwertes und der Bandverbiegung erreicht.

Legt man an den Feldkondensator eine Wechselspannung, so werden die Terme entsprechend ihren Zeitkonstanten umgeladen. Bei Frequenzen über ca. 50 Hz sind für Ge die Umladungen der langsamen Terme bei den meisten Oberflächenbehandlungen zu vernachlässigen, FLIETNER [9]. Beträgt die Frequenz einige hundert Hz und die Lebensdauer der Minoritätsträger ca.  $10^{-3} \text{ s}$ , rufen Ladungsträgergeneration und -rekombination Relaxationsprozesse hervor, durch die die Feldeffektkurven aufschlaufen. Das hat, wie FRANKL [11] zeigte, zur Folge, daß es nicht in jedem Fall möglich ist, Feldeffektkurven ohne Aufschlaufungen zu erhalten. Man muß im allgemeinen für jede Oberflächenbehandlung eine passende Frequenz wählen, bei der keine Aufschlaufungen auftreten.

Da die Ladung, die in die Terme übergeht, unbekannt ist, kann die Bandverbiegung aus der Leitwertänderung mittels Feldeffekt nur dann bestimmt werden, wenn auf der Leitwertkurve als Bezugspunkt das Leitwertminimum erreicht wird.

Die Abb. 4 zeigt eine Feldeffektkurve, gemessen bei 60 Hz an Ge.

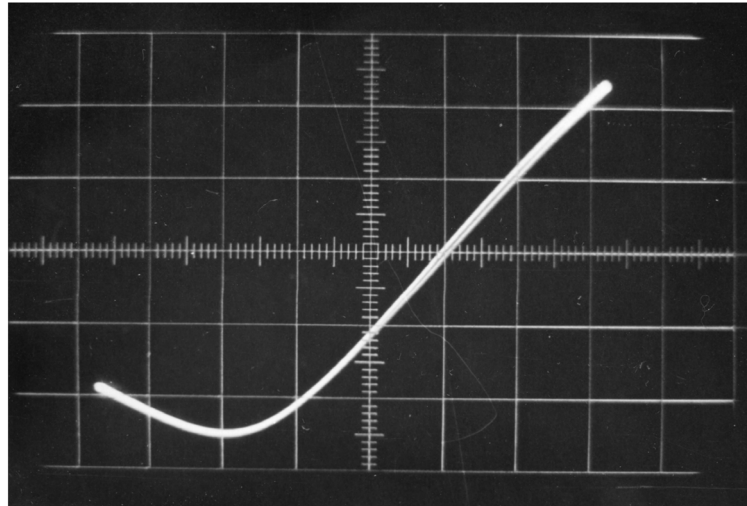


Abb. 4 Feldeffektkurve gemessen an Germanium

In Abb. 5 ist die gemessene Leitwertänderung zusammen mit der theoretischen Kurve des Oberflächenleitwertes als Funktion

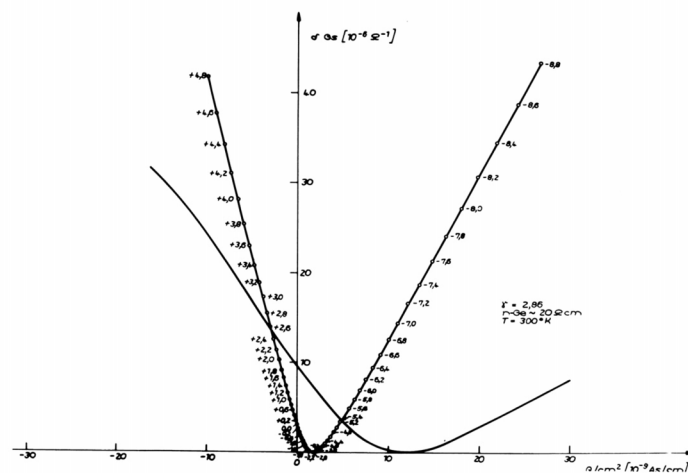


Abb. 5 Theoretische und experimentelle Leitwertkurve für Germanium

der Raumladung dargestellt, wobei Beweglichkeitskorrekturen unberücksichtigt bleiben.

Die Ladungsänderung in den schnellen Termen bei Influenz einer Ladung  $\delta Q_s$  ist gleich dem horizontalen Abstand der

theoretischen und experimentellen Leitwertkurven. In Abb. 6 ist die Ladung in den schnellen Termen als Funktion der Bandverbiegung aufgetragen. Die

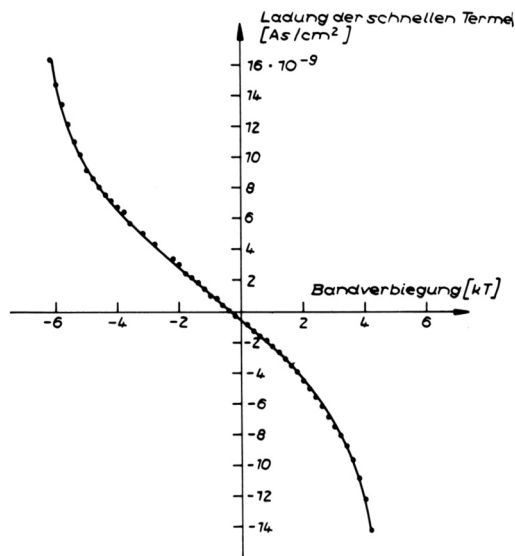


Abb.6 Ladung in den schnellen Termen als Funktion der Bandverbiegung

Termanalyse besteht in einer Approximation der gemessenen Termladung als Funktion der Bandverbiegung durch eine Summe von Fermiverteilungen

$$q \sum_i N_{ti} f(E_{ti} - q\phi - qY) \quad (24)$$

mit passenden Werten für  $E_{ti}$  und  $N_{ti}$ . Sie ist natürlich nur dann eindeutig, wenn sich die Terme durch deutliche Stufen in den Ladungskurven abzeichnen. Sind wie im vorliegenden Fall solche Stufen nicht sehr ausgeprägt, ist das Ergebnis der Termanalyse mehrdeutig, da in gewissen Grenzen Änderungen der approximierenden Kurve durch Variation der Parameter eines Terms mit Änderungen der Parameter anderer Terme kompensiert werden können MARGONINSKI u. WALZER [12].

Bei Erhöhung der Frequenz der Wechselfspannung am Feldkondensator, der sogenannten Feldspannung, verursachen Ladungsträgergeneration bzw. –rekombination so starke Relaxationserscheinungen, daß nur noch die Bestimmung der Lebensdauer und der Zeitkonstanten der Terme möglich ist.

Der Impulsfeldeffekt, d.h. Feldeffekt gemessen mit impulsförmiger Feldspannung, liefert alle Informationen, die mit dem Niederfrequenz- und Hochfrequenzfeldeffekt erhalten werden können. Durch Messung der Temperaturabhängigkeit der Leitwertrelaxation nach Anlegen eines Impulses lassen sich darüber hinaus unter bestimmten Voraussetzungen die Energieniveaus der Terme und ihre Übergangswahrscheinlichkeiten für Majoritätsträger bestimmen[13].

Weiterhin hat man die Möglichkeit, durch Messung der Leitwertrelaxation über längere Zeiten den Ladungsübergang in die langsamen Terme zu untersuchen, KOC, DORDA, PILKUHN [14].

### Channel-Leitwertmessungen

Beim Feldeffekt beträgt der Oberflächenleitwert nur einen Bruchteil des Probenleitwertes, weshalb nur Leitwertänderungen gemessen werden können und das Leitwertminimum zur Bandverbiegungsmessung erreicht werden muß. Bei n-p-n- oder p-n-p-Strukturen läßt sich dagegen eine Trennung von Volumen und Oberfläche erreichen, wenn auf dem Basisgebiet eine Inversionsschicht existiert und die Basis gegen Kollektor und Emitter in Sperr-Richtung vorgespannt ist. Abb. 7 zeigt die Anordnung, die von KINGSTON sowie STATZ und Mitarbeitern [15] benutzt wurde.

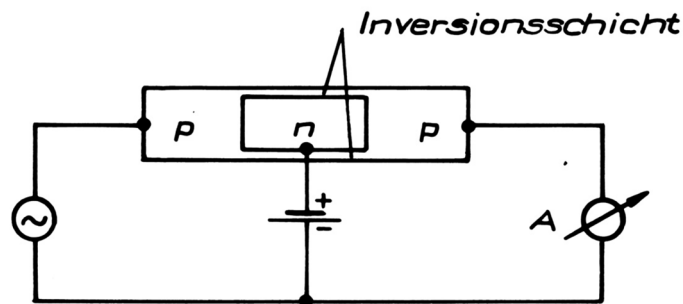


Abb. 7 Anordnung zur Channel-Leitwertmessung

Im Bereich der Sättigung des Sperrstroms ist die Änderung des Stroms durch die Basis beim Anlegen einer Spannung zwischen Kollektor und Emitter zu vernachlässigen. Im

äußeren Kreis gemessene Stromänderungen werden allein durch Leitertschwankungen der Inversionsschicht verursacht. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Bandverbiegung ermittelt werden kann, ohne daß das Leitwertminimum erreicht werden muß.

#### b) Oberflächenkapazitätsmessungen

Die differentielle Oberflächenkapazität  $C_s$  ist definiert als Änderung der Oberflächenladung  $\delta Q_s$  bei Änderung der Bandverbiegung um  $\delta Y$ . Da die Ladung in der Oberfläche auf die Raumladungsrandschicht und auf die Terme verteilt ist, setzt sich Oberflächenkapazität aus einer Parallelschaltung der Raumladungskapazität und der Kapazität der Oberflächenterme zusammen.

$$C_s = \left| \frac{\delta Q_s}{\delta Y} \right| = \left| \left( \frac{\delta Q_{sc} + \delta Q_{fs}}{\delta Y} \right) \right| = C_{sc} + C_{fs} \quad (25)$$

Die Raumladungskapazität ist wiederum eine eindeutige Funktion der Bandverbiegung.

Zur Messung der Oberflächenkapazität benutzt man ebenfalls einen Feldkondensator. Gemessen wird die Serienschaltung von geometrischer Kapazität  $C_g$  zwischen Elektrode und Halbleiterplättchen und Oberflächenkapazität Abb. 8.

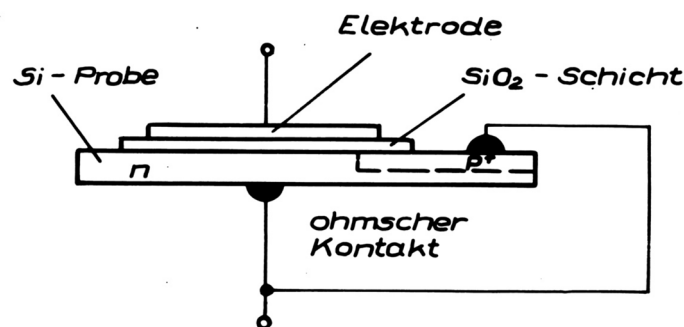


Abb. 8 Anordnung zur Oberflächenkapazitätsmessung

Mit dieser Meßanordnung kann nur gearbeitet werden, wenn  $C_g$  nicht wesentlich kleiner als  $C_s$  ist. Die Oberflächenkapazität von Ge beträgt ungefähr  $1 \mu\text{F}/\text{cm}^2$ , wogegen mit den herkömmlichen Dielektrika wie z.B. Polystirolfolie oder Glimmerplättchen Kapazitäten von  $100\text{pF}/\text{cm}^2$  erzielbar sind. Die Kapazität lässt sich nur bedeutend steigern, wenn man direkt auf den Halbleiter eine dünne Isolatorschicht aufbringt und darauf einen Metallbelag aufdampft.

Die am Feldkondensator gemessene Kapazität hat bei minimaler Randschichtkapazität ein Minimum und erreicht einen Sättigungswert, der gleich der geometrischen Kapazität  $C_g$  ist, wenn die Oberflächenkapazität sehr groß wird.

In Abb. 8 ist neben der Feldelektrode ein Injektionskontakt angeordnet, der bei hohen Frequenzen die für das thermische Gleichgewicht notwendigen Minoritätsträger liefert [16]. Würde man ohne einen Injektionskontakt die Kapazität messen, erhielte man im Falle einer Inversionsschicht bei höheren Frequenzen nicht die geometrische Kapazität  $C_g$  als Sättigungswert, weil sich zwischen Volumen und Oberfläche eine Verarmungsschicht befindet, über die keine Minoritätsträger zu- oder abgeführt werden können. Folglich bleibt die Ladung in der Inversionsschicht konstant und die differentielle Kapazität verschwindet. Mit steigender Frequenz sinkt die Oberflächenkapazität, da die Terme nicht mehr vollständig umgeladen werden. Tritt bei weiterer Erhöhung der Frequenz keine Kapazitätsabnahme mehr ein, liefern die Terme keinen Beitrag zur Oberflächenkapazität und die gemessene Kapazität ist die Raumladungskapazität. Mit ihr werden die Dichten der Terme und deren Energieniveaus ermittelt. Man misst dazu die Kapazität als Funktion einer am Feldkondensator liegenden zusätzlichen, niederfrequenten Spannung und vergleicht sie mit der theoretischen Abhängigkeit der Raumladungskapazität von der Raumladung. Da die von der niederfrequenten Spannung influenzierte Ladung sich auf die Raumladungsrandsschicht und die Oberflächenterme ver-

teilt, kann in Analogie zum Feldeffekt durch Subtraktion der Raumladung die Ladung in den Oberflächentermen als Funktion der Bandverbiegung bestimmt und eine Termanalyse durchgeführt werden.

### c) Oberflächenspannungsmessungen

Die Austrittsarbeit  $W_H$  eines Elektrons aus einem Halbleiter ist die Summe der Elektronenaffinität  $\chi$ , der Bandverbiegung  $Y$  und des Abstandes des Fermi-niveaus von der Leitungsbandkante.

$$W_H = \chi + E_c - E_F - qY \quad (26)$$

Die Differenz der Austrittsarbeiten eines Metalls und eines Halbleiters kann in bekannter Weise nach der Schwingkondensatormethode gemessen werden.

Bestrahlt man eine Halbleiterprobe mit Licht einer entsprechenden Wellenlänge, so werden im Halbleiter die Ladungsträgerkonzentrationen erhöht. Die damit verbundene Verschiebung des Fermi-niveaus wird von einer Abnahme der Bandverbiegung begleitet. Die Änderung der Bandverbiegung  $\delta Y = Y - Y_0$  bei Belichtung äußert sich in einer Kontaktpotentialänderung und wird als Oberflächenphotoeffekt bezeichnet.

Zur Messung des Oberflächenphotoeffektes wird wieder eine Kondensatoranordnung benutzt. Durch eine lichtdurchlässige Elektrode fällt Licht auf den Halbleiter. Die Kontaktpotentialänderung wird zwischen der Elektrode und einem Kontakt an der Probe, der nicht belichtet werden darf, gemessen.

Die Anwendbarkeit dieses Verfahrens zur Oberflächenuntersuchung wurde an Ge von JOHNSON [17] ausführlich untersucht. Die unter Vernachlässigung der Termumladungen berechneten Bandverbiegungsänderungen zeigen bei kleinen Konzentrationserhöhungen  $\delta p$  einen linearen Zusammenhang zwischen  $\delta p$  und  $\delta Y$ .

Für sehr große Werte von  $\delta p$  erreicht  $\delta Y$  einen Sättigungswert. In diesem Fall sind die Energiebänder an der Oberfläche gestreckt. Weiterhin berechnete JOHNSON den Einfluß der Umladungen der schnellen Terme auf die Photospannung. Er kam zu dem Ergebnis, daß nur in einigen Fällen eine merkliche Änderung des Verlaufs von  $\delta Y(\delta p)$  auftreten kann, meist aber nur eine Parallelverschiebung von  $\delta Y(\delta p)$  eintritt. Der Vergleich mit den Experimenten ergab nur einen geringen Einfluß der schnellen Oberflächenterme. Der Sättigungswert der Photospannung wurde von JOHNSON an Ge nicht erreicht, was HEILIG [18] für Si gelang.

#### d) Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit

##### Messung der effektiven Lebensdauer

Die effektive Lebensdauer der Minoritätsträger  $\tau_{eff}$  in einem dünnen Halbleiterplättchen ist gegeben durch

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau} + \frac{2s}{d} \quad (27)$$

Und wird bei sehr kleiner Probendicke  $d$  durch  $s$  allein bestimmt;  $\tau$  ist die Volumenlebensdauer.

MANY [10] hat die effektive Lebensdauer aus dem Abklingen des Probenleitwertes nach Trägerinjektion mittels pn-Übergang gemessen bei gleichzeitiger Registrierung des Feldeffektes. Diese Methode ist relativ zeitraubend, ebenso wie die Messung des Abklingens der Photoleitung gekoppelt mit dem Feldeffekt. Einen schnelleren Überblick bietet die Kopplung des Feldeffektes und der Photoleitung. Gemessen wird hierbei der Feldeffekt mit und ohne Licht. Aus dem Feldeffekt ohne Licht werden Bandverbiegung sowie Termladung und aus dem vertikalen Abstand beider Kurven, der Photoleitung, die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ermittelt.



### Sperrstrommessungen

Bei Sperrstrommessungen, wie sie von DOUSMANIS [19] durchgeführt wurden, benutzt man die in Abb. 9 gezeigte Anordnung.

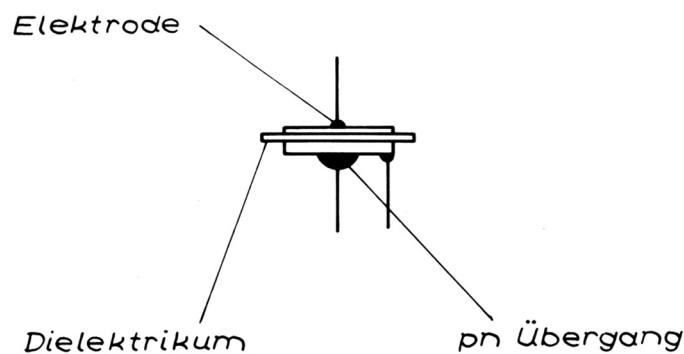


Abb. 9 Anordnung zur Sperrstrommessung

Der pn-Übergang ist auf dem Halbleiterplättchen gegenüber der Elektrode angebracht und in Sperr-Richtung vorgespannt. Ein Teil des Sperrstroms der Diode wird durch Minoritätsträgergeneration an der zu untersuchenden Oberfläche hervorgerufen, wenn die Dicke des Halbleiterplättchens nicht wesentlich größer als die Diffusionslänge ist. Durch Influenz von Ladungen auf der Halbleiteroberfläche ändert sich die Bandverbiegung und die Generation von Ladungsträgern. Das bewirkt eine Sperrstromänderung. Abb. 10 zeigt eine typische Sperrstromkurve, die an einer n-Ge Probe gemessen wurde. Horizontal ist die influenzierte Ladung und vertikal die Sperrstromänderung registriert. Entsprechend der Abhängigkeit der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit von der

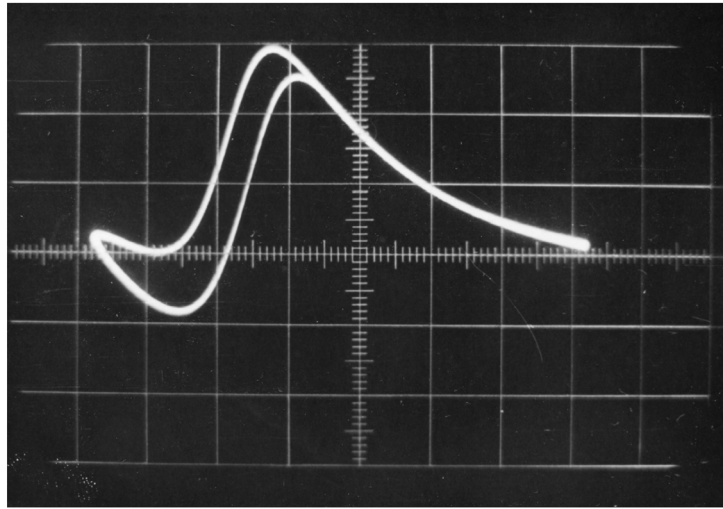


Abb. 10 Sperrstromkurve gemessen an Germanium

Bandverbiegung hat der Sperrstrom ein Maximum im Bereich kleiner Bandverbiegungen und nimmt ab, wenn sich eine Inversions- oder Akkumulationsschicht ausbildet. Der erneute Anstieg des Sperrstroms mit Zunahme der Inversion wird darauf zurückgeführt, daß durch die gut leitende Inversionsschicht Löcher aus peripheren Bereichen der Diode in die Nähe des pn-Übergangs geleitet werden.

Die Aufschlaufung der Sperrstromkurve ist durch Änderung der Minoritätsträgerkonzentration in der Raumladungsrandschicht bedingt. Beim Abbau der Inversionsschicht erhöhen die freiwerdenden Löcher den Sperrstrom und entsprechend beim Aufbau der Inversionsschicht verringern die in ihr verbleibenden Löcher den Oberflächenanteil des Sperrstroms.

#### e) Zusammenfassung

Für die Untersuchung der Oberflächenterme an Ge ist der Oberflächenphotoeffekt ungeeignet. Kapazitätsmessungen lassen sich nur an einigen speziellen Oberflächen durchführen ebenso wie Channel-Leitwertmessungen. Am universellsten anwendbar ist der Feldeffekt.

Von den Methoden zur Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit ist die Sperrstrommessung insofern vorteilhaft, als die Sperrstromänderungen bei dünnen Proben proportional der Änderung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit sind und demzufolge das Oszillogramm der Sperrstromänderung der Variation von  $s$  entspricht. Aus diesem Grund schlug FLIETNER [20] eine Kopplung der Feldeffekt- mit den Sperrstrommessungen vor, um neben dem Oberflächenpotential die Wirkungsquerschnitte schnell erfassen zu können.

Solche Messungen führte GOLDBACH [21] durch. Von uns vorgenommene gekoppelte Messungen ergaben keine reproduzierbaren Werte für  $C_p/C_n$ . Das wurde drauf zurückgeführt, daß beim Übergang vom Gleichgewicht in den Nichtgleichgewichtszustand Termumladungen und Bandverbiegungsänderungen auftreten, die sich mit der Abweichung vom Gleichgewicht vergrößern.

### 3. Notwendigkeit der Erweiterung der Feldeffektuntersuchungen

Die bei der Interpretation der Feldeffekt- und Sperrstrommessungen auftretenden Probleme sind in den folgenden drei Punkten zusammengefasst.

- 1) Bei den Niederfrequenzfeldeffekt-Untersuchungen ist man bestrebt, ein Quasigleichgewicht zwischen den Oberflächentermen, der Raumladungsrandschicht und dem Volumen aufrecht zu erhalten, um die Termbesetzung als Funktion des Oberflächenpotentials zu messen, womit die Energieniveaus und Dichten der Terme ermittelt werden.

Im Fall der Oberflächenrekombinations-Untersuchungen liegt an der Oberfläche notwendigerweise ein Nichtgleichgewichtszustand vor. Mit der Aufspaltung des Fermi-niveaus in zwei Quasifermi-niveaus existieren statt des Oberflächenpotentials zwei Quasioberflächenpotentiale. Damit verbunden treten Änderungen der Bandverbiegung und nach (8) auch Ladungsänderungen in den schnellen und langsamen Termen entsprechend ihrem im allgemeinen unbekannten Wert von  $C_p/C_n$  auf.

Wenn z.B. an der Oberfläche eines n-Halleiters mit einer Akkumulationsrandschicht oberhalb der Mitte der verbotenen Zone Terme mit

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}}$$

existieren, dann verringert sich die positive Ladung in den Termen bei Trägerverarmung, d.h. bei einer Verschiebung des Quasifermi-niveaus der Löcher nach oben. Mit einer Abnahme der positiven Ladung in den Termen sinkt die negative Ladung in der Randschicht, was gleichbedeutend mit einer Aufwärtsbewegung der Bänder ist. In Abb. 11 ist dieser Fall im Gleichgewicht (ausgezogene Linien) und bei Trägerverarmung (gestrichelte Linien) skizziert.

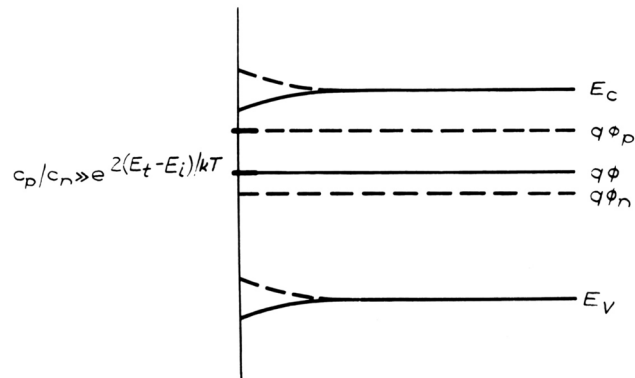


Abb. 11 Bändermodell im Gleichgewicht (ausgezogene Linien) und Nichtgleichgewicht-Zustand (gestrichelte Linien)

Gilt dagegen für die Terme

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}},$$

biegen sich die Bänder nach unten, entsprechend der Zunahme der positiven Ladung in den Termen bei Abwärtsbewegung des Quasiferminiveaus der Elektronen.

Es wurden verschiedene Meßverfahren ausgearbeitet, mit denen gewöhnlich Halbleiteroberflächen im stationären Nichtgleichgewicht untersucht werden können.

Von BRATTAIN und BARDEEN [22] und JOHNSON [17] wurde die Änderung der Austrittsarbeit bei Belichtung des Halbleiters untersucht. Der Einfluß der Umladungen der schnellen Terme auf die Austrittsarbeit erwies sich als geringfügig und die Umladung der langsamen Terme wurde nicht analysiert.

Bei den Messungen der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wie sie von RSHANOW [6] und WOLSKA [7] vorgenommen worden sind, ist das Gleichgewicht nur geringfügig gestört worden, damit Bandverbiegungen und Termumladungen vernachlässigt werden können.

GROVE und FITZGERALD [23] dehnten die Kapazitätsmessungen an MOS-Strukturen auf den stationären Nichtgleichgewichtszustand aus, indem sie die Oberflächenkapazität an pn-Übergängen gemessen haben. Die Diskussion der Oberflächenkapazität als Funktion der Bandverbiegung und Sperrspannung schloß keine Oberflächenterme ein.

Die Channel-Leitwertmessungen von KINGSTON sowie STATZ und Mitarbeitern [15], bei denen jeweils nur der obere oder untere Teil der verbotenen Zone der Untersuchung zugänglich ist, wurden unter der Voraussetzung ausgewertet, daß die Besetzung der Terme im unteren Teil der verbotenen Zone durch das Quasiferminiveau der Löcher und im oberen Teil durch das Quasiferminiveau der Elektronen bestimmt wird. Der mittlere Teil der verbotenen Zone ist nicht untersucht und Termumladungen durch Aufspaltung des Fermi-niveaus nicht in Betracht gezogen worden.

Bei den Sperrstromuntersuchungen von DOUSMANIS [19] wurde die Termumladung durch Influenz einer Oberflächenladung ebenso wie die Änderung der Termumladung bei Aufspaltung des Fermi-niveaus unberücksichtigt gelassen.

Da die Umladung der Terme bei Störung des Gleichgewichts nach (8) – (12) vom Verhältnis  $C_p/C_n$  abhängt, ist zu erwarten, daß man aus den Umladungen Rückschlüsse auf die Werte von  $C_p/C_n$  ziehen kann. Das wäre besonders interessant, da das Verhältnis  $C_p/C_n$  bisher fast ausnahmslos durch Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, d.h. nur für die Rekombinationsterme, bestimmt wurde.

Die Bandverbiegungsänderungen durch Termumladungen sind weiterhin für die Untersuchung des Oberflächeneinflusses auf Bauelemente mit pn-Übergängen wichtig, bei denen bekanntlich große Aufspaltungen des Fermi-niveaus auftreten können.

- 2) Wie bereits in Abschnitt 2 bemerkt, ist die Termanalyse, d.h. die Zerlegung der Termladung als Funktion des Oberflächenpotentials in einzelne Fermiverteilungen nicht eindeutig. Dieser Tatsache wird in den neuesten Untersuchungen von MARGONINSKI und WALZER [12] besonders Rechnung getragen.

Die Aufspaltung des Fermi-niveaus in zwei Quasifermi-niveaus, von denen jeweils eins die Besetzung der Terme mit

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_i - E_i)}{kT}} \quad \text{und der Terme mit} \quad \frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_i - E_i)}{kT}}$$

gemäß (10) und (12) regelt, führt dazu, daß sich die Fermiverteilungen der beiden Termgruppen in der  $Q_{fs}(Y)$ -Darstellung um die Aufspaltung des Fermi-niveaus gegeneinander verschieben und die Feldeffektcurve deformiert wird. Zur Veranschaulichung ist in der Abb. 12 eine gemessene Gleichgewicht-Feldeffektcurve (ausgezogene Linie) und die daraus ermittelte

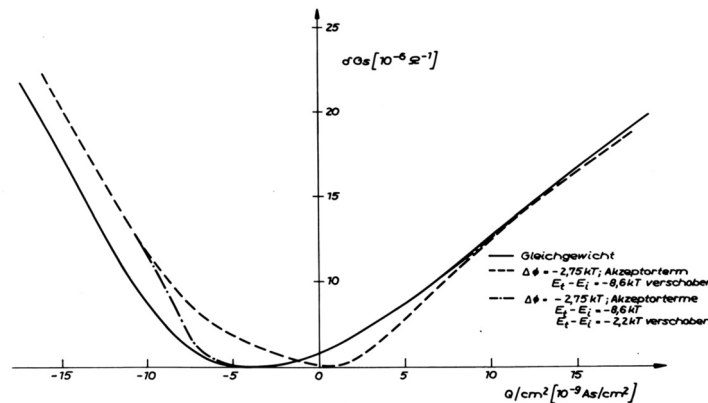


Abb. 12 Feldeffektcurve im Gleichgewicht und stationären Nichtgleichgewichtszustand

Termladung als Funktion der Bandverbiegung in Abb. 13 (ausgezogene Linie) dargestellt. Die Oberflächenbeweglichkeit ist der Volumenbeweglichkeit gleichgesetzt worden. Die Nichtgleichgewicht-Kurve wurde mit den Termdaten berechnet, die

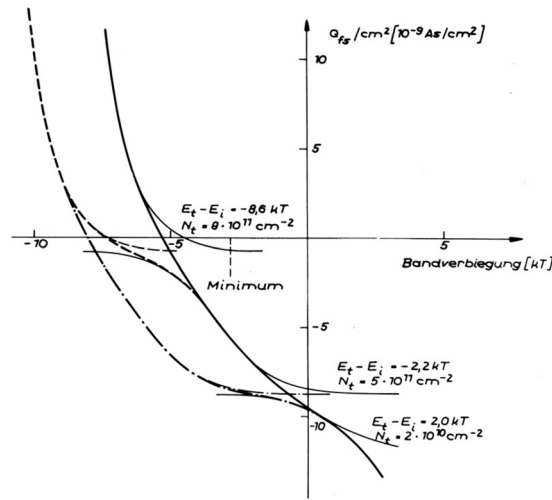


Abb. 13 Termladung im Gleichgewicht und stationären Nichtgleichgewichtszustand

sich aus der Termanalyse der Gleichgewicht-Kurve ergaben, mit der zusätzlichen Annahme, daß für die Terme in der unteren Hälfte der verbotenen Zone

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}} \quad \text{und in der oberen Hälfte} \quad \frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}}$$

gilt. Das entspricht den Voraussetzungen, die zur Auswertung der Channel-Leitwertkurven gemacht wurden [10]. Die angenommene Aufspaltung des Ferminiveaus von  $-2,75 \text{ kT}$  ist bei den Sperrstrommessungen nach Abb. 15 leicht zu erreichen. Die Ladung in den schnellen Termen als Funktion der Bandverbiegung im stationären Nichtgleichgewicht ist (durch gestrichelte Linien) in Abb. 13 und die daraus konstruierten Feldeffekt-Kurven in Abb. 12 (gestrichelte Linien) wiedergegeben.

Eine solche Verschiebung der Fermiverteilungen im  $Q_{fs}(Y)$ -Diagramm würde es ermöglichen, die Termdaten eindeutiger zu bestimmen.

SCHRIEFFER [24] hat als erster die Oberflächenbeweglichkeit, d.h. die Beweglichkeit der Ladungsträger in der Raumladungsrandschicht, für diffuse Streuung an der Oberfläche



und sphärische Flächen konstanter Energie berechnet. Messungen der Oberflächenbeweglichkeit ergaben, daß die Beweglichkeit der Ladungsträger in der Raumladungsrandschicht zwar vermindert wird, aber die berechnete Oberflächenbeweglichkeit zu klein ist [25]. Deshalb kann die Ladungsträgerstreuung an der Oberfläche nur teilweise diffus sein.

HAM und MATTIS [26] untersuchten den Einfluß der Oberfläche auf die Beweglichkeit von Ladungsträgern, deren Flächen konstanter Energie Rotationsellipsoide sind. Die Rechnungen ergaben auch bei elastischer Streuung der Ladungsträger an der Oberfläche eine Beweglichkeitsverringerung, die für verschiedene Orientierungen der Oberfläche unterschiedlich ist.

Bei der üblichen chemischen Ätzung der Halbleiteroberflächen entstehen keine Ebenen, sondern die Oberfläche weist eine Vielzahl kleiner Erhebungen und Senken auf. Diese Unebenheit führt beim Feldeffekt zu einer inhomogenen influenzierten Ladungsdichte. NACHMANSON [27] untersuchte den Einfluß der Oberflächenreliefs auf die Oberflächenleitfähigkeit: Er kam zu dem Ergebnis, daß die aus der gemessenen Leitfähigkeit bestimmte effektive Beweglichkeit um den Faktor  $(S_0/S)^2$  kleiner als die tatsächliche Beweglichkeit ist. S ist die reale Oberfläche und  $S_0$  die Ebene von den Abmessungen der untersuchten Oberfläche.

Messungen ergaben für Ge folgende Werte von  $(S/S_0)^2$ :

<u>Behandlung</u>	<u><math>(S/S_0)^2</math></u>
geätzt in CP4	1,2
elektrolytisch geätzt	1,2
geätzt in $H_2O_2 + KOH$	1,5

Bei verminderter Beweglichkeit verläuft die theoretische Kurve in Abb. 5 flacher und der horizontale Abstand zwischen

der experimentellen und der theoretischen Kurve, d.h. die in den schnellen Termen verbleibende Ladung nimmt ab. Von vielen Autoren wurde die Beweglichkeitsminderung vernachlässigt, weil einmal der tatsächliche Wert der Oberflächenbeweglichkeit nicht bekannt ist, zum anderen aber die Oberflächenbeweglichkeit nicht benötigt wird, wenn mit dem Feldeffekt nur Änderungen der Termkonzentration untersucht werden.

Die unter 2) erwähnte Deformation der Feldeffektkurven ist um so geringer, je kleiner die Termkonzentrationen sind, so daß es zumindest prinzipiell möglich ist, mit den Feldeffektkurven im Nichtgleichgewichtszustand die Werte der Termkonzentrationen und der Oberflächenbeweglichkeit zu überprüfen.

Aus den genannten Gründen wurde der Versuch unternommen, im stationären Nichtgleichgewichtszustand die Oberflächenparameter zu messen.

Dazu wurde die Kopplung von Sperrstrommessungen und Feldeffekt derart modifiziert, daß der Feldeffekt an dem Teil der Oberfläche gemessen wird, der unter dem vorgespannten pn-Übergang liegt, und von dem der pn-Übergang ständig Minoritätsträger absaugt.

Zur Bestimmung der Aufspaltung des Fermi-niveaus ist es notwendig, die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $s$  zu ermitteln. Mit der Methode DOUSMANIS' können nur Änderungen von  $s$  gemessen werden. Das erfordert eine Erweiterung der Methode, um auch den Betrag von  $s$  zu bestimmen.

#### 4. Theoretische Betrachtungen zur Untersuchung von Halbleiteroberflächen im stationären Nichtgleichgewichtszustand

##### a) Messung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mittels Sperrstromänderungen

Wir betrachten den Konzentrationsverlauf der Minoritätsträger in einem n-Halbleiter mit einem in Sperr-Richtung vorgespannten abrupten pn-Übergang bei  $x = 0$ . In x-Richtung erstreckt sich der homogene Halbleiter bis  $x = W$  und sei in y- und z-Richtung unbegrenzt. Auf den Halbleiter falle Licht, das eine Ladungsträgergeneration an der Oberfläche bewirkt. Die Konzentration der Löcher sei  $p = p_0 + \delta p$ . Der Konzentrationsverlauf der Löcher ist bei Vernachlässigung der Raumladungsgebiete an der Oberfläche und am pn-Übergang gegeben durch die Diffusionsgleichung

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = -\frac{\delta p}{\tau} + D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} \quad (28)$$

und die Randbedingungen

$$p = 0 \quad \text{für } x = 0 \quad (29)$$

$$-D_p \text{grad} \delta p = s \delta p - I \quad \text{für } x = W. \quad (30)$$

-I ist der durch das anregende Licht bewirkte Ladungsträgerstrom von  $x = W$  in Richtung -x und  $D_p$  die Diffusionskonstante der Löcher.

Für den Konzentrationsverlauf der Löcher ergibt sich im stationären Fall

$$p = p_0 \left( 1 - e^{x/L} + \frac{e^{\frac{W}{L}} \left( \frac{D_p}{L} + s \right) + \frac{I}{p_0}}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \sinh\left(\frac{x}{L}\right) \right) \quad (31)$$

Daraus folgt für die Sperrstromdichte der Diode bei Oberflächenanregung

$$j_0 = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = qp_0 \frac{D_p}{L} \left( 1 - \frac{e^{\frac{W}{L} \left( s + \frac{D_p}{L} \right) + \frac{I}{p_0}}}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \right) \quad (32)$$

Betrachten wir die Löcherkonzentration an der Oberfläche, d.h. bei  $x = W$ ,

$$p(W) = p_0 \left( 1 + \frac{\frac{I}{p_0} \sinh\left(\frac{W}{L}\right) - \frac{D_p}{L}}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \right) \quad (33)$$

so folgt, daß der Quotient in (33) verschwindet, die Löcherkonzentration an der Oberfläche gleich der Gleichgewichtskonzentration  $p_0$  wird, wenn

$$I = \frac{D_p p_0}{L \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \quad (34)$$

Wird (32) nach  $s$  differenziert und die Bedingung (34) erfüllt, so ist der Differentialquotient  $dj_0/ds = 0$ , der Sperrstrom der Diode also unabhängig von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit.

Betrachtet man statt der Oberflächenanregung eine z.B. durch Licht passender Wellenlänge hervorgerufene ortsunabhängige Trägergeneration im Volumen des Halbleiterplättchens, so lautet die Diffusionsgleichung der Löcher

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = g - \frac{\delta p}{\tau} + D_p \frac{\partial^2 \delta p}{\partial x^2} \quad (35)$$

$g$  ist die Generationsrate. Die Randbedingungen lauten:

$$p = 0 \quad \text{für} \quad x = 0 \quad (36)$$

und

$$-D_p \text{grad} \delta p = s \delta p \quad \text{für} \quad x = W \quad (37)$$

Daraus folgt für den Konzentrationsverlauf der Löcher

$$p = p_0 + \frac{gL^2}{D_p} - \frac{\frac{sgL^2}{D_p} \sinh\left(\frac{W}{L}\right) - \left(\frac{gL^2}{D_p} + p_0\right) \left(\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W-x}{L}\right)\right) + s \sinh\left(\frac{W-x}{L}\right)}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \quad (38)$$

Die Sperrstromdichte bei Volumenanregung ist dann

$$j_v = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = \frac{q}{L} \frac{sgL^2 - \left(gL^2 + D_p p_0\right) \left(\frac{D_p}{L} \sinh\left(\frac{W}{L}\right)\right) + s \cosh\left(\frac{W}{L}\right)}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \quad (39)$$

Die Löcherkonzentration an der Oberfläche

$$p(W) = p_0 + \frac{gL \cosh\left(\frac{W}{L}\right) - \left(p_0 + \frac{gL^2}{D_p}\right) \frac{D_p}{L}}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \quad (40)$$

wird gleich der Gleichgewichtskonzentration  $p_0$ , wenn

$$g = \frac{p_0 D_p}{L^2 \left( \cosh\left(\frac{W}{L}\right) - 1 \right)} \quad (41)$$

Ähnlich wie im Fall der Oberflächenanregung wird der Sperrstrom von  $s$  unabhängig, wenn (41) erfüllt ist.

Nimmt man die Methode der Sperrstromuntersuchungen zu Hilfe, bei der die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der zu untersuchenden Oberfläche durch Influenz von Ladungsträgern geändert wird, und benutzt eine durchsichtige Elektrode, durch die Licht auf den Halbleiter fällt, so tritt keine Sperrstromänderung durch Variation von  $s$  auf, wenn an der

Oberfläche, d.h. bei  $x = W$ , die Gleichgewichtskonzentration vorliegt. Man kann auf diese Weise prüfen, ob die Bedingung (34) bei Oberflächenanregung oder (41) bei Volumenanregung erfüllt ist.

Ist bei Oberflächenanregung die Bedingung (34) erfüllt, dann ergibt sich für die von der Oberflächenanregung hervorgerufene Änderung der Sperrstromdichte

$$\delta j_0 = -q \frac{\frac{D_p^2 p_0}{L \sinh\left(\frac{W}{L}\right)}}{D_p \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + sL \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \quad (42)$$

Entsprechend erhält man bei Volumenanregung, wenn die Bedingung (41) erfüllt ist, für die durch die Volumengeneration verursachte Änderung der Sperrstromdichte

$$\delta j_v = q \frac{sD_p p_0 - D_p p_0 \left( \frac{D_p}{L} \sinh\left(\frac{W}{L}\right) \right) + s \cosh\left(\frac{W}{L}\right)}{\left( \cosh\left(\frac{W}{L}\right) - 1 \right) \left( D_p \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + sL \sinh\left(\frac{W}{L}\right) \right)} \quad (43)$$

Wird der Quotient von (42) und (43) nach  $s$  aufgelöst, so folgt

$$s = \frac{D_p}{L} \left( \frac{\delta j_v}{\delta j_0 \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} - \frac{\sinh\left(\frac{W}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{W}{L}\right) - 1} \right) \quad (44)$$

Bei Kenntnis von  $W$ ,  $D_p$ ,  $L$  und dem Verhältnis der Sperrstromänderung bei Volumenanregung zur Sperrstromänderung bei Oberflächenanregung kann man mit Hilfe von (44) die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $s$  bestimmen.

Zieht man zur Bestimmung von  $s$  nur die Formel (42) oder (43) heran, muß außerdem noch  $p_0$  und die Fläche des pn-Übergangs bekannt sein, damit die Stromdichte berechnet werden kann.

Die Formel (42) nach s aufgelöst ergibt

$$s = \frac{D_p}{L} \left( \frac{D_p p_0 q}{L \sinh^2\left(\frac{W}{L}\right) |\delta j_0|} - \frac{\cosh\left(\frac{W}{L}\right)}{\sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \right) \quad (45)$$

Aus Formel (43) folgt für s ein komplizierterer Ausdruck

$$s = \frac{D_p^2 p_0 \frac{\sinh\left(\frac{W}{L}\right)}{L \left( \cosh\left(\frac{W}{L}\right) - 1 \right)} - D_p \cosh\left(\frac{W}{L}\right) \frac{|\delta j_v|}{q}}{L \sinh\left(\frac{W}{L}\right) \frac{|\delta j_v|}{q} - D_p p_0} \quad (46)$$

Im Grenzfall  $W/L \rightarrow 0$  strebt der Ausdruck (44) gegen

$$s = \frac{D_p}{W} \left( \frac{\delta j_v - 2\delta j_0}{\delta j_0} \right) \quad (47)$$

Aus (45) ergibt sich für  $W/L \rightarrow 0$

$$s = \frac{D_p}{W} \left( \frac{D_p p_0 q}{W |\delta j_0|} - 1 \right) \quad (48)$$

Der Quotient von (34) und (41) wird für  $W/L \rightarrow 0$  unendlich groß

$$\frac{g}{I} = \frac{\sinh\left(\frac{W}{L}\right)}{L \left( \cosh\left(\frac{W}{L}\right) - 1 \right)} \approx \frac{2}{W} \quad (49)$$

Das bedeutet, daß die Lichtintensität bei Volumenanregung bedeutend höher ist als bei Oberflächenanregung. Deshalb wird nur der Fall der Oberflächenanregung im Grenzfall sehr dünner Proben betrachtet.

Für die Löcherkonzentration an der Oberfläche  $p(W)$  folgt aus (33) mit  $W/L \rightarrow 0$  und  $I = 0$

$$p(W) = p_0 \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{sW}{D_p}} \right) = p_0 \frac{\frac{sW}{D_p}}{1 + \frac{sW}{D_p}} \quad (50)$$

und mit (48) ergibt sich

$$p(W) = p_0 - \frac{|\delta j_0| W}{q D_p} \quad (51)$$

b) Bestimmung der Bandverbiegung im Nichtgleichgewicht-Zustand

Hat man die Größe  $I$  oder  $g$  mit Hilfe von (34) bzw. (41) in der beschriebenen Weise bestimmt und  $s$  ermittelt, lässt sich bei Oberflächenanregung mit (33) oder bei Volumenanregung mit (40) die Minoritätsträgerkonzentration bei  $x = W$  berechnen. Da zwischen  $x = 0$  und  $x = W$  Neutralität herrscht, also  $\delta p = \delta n$  ist, kennt man auch Majoritätsträgerkonzentration bei  $x = W$ . Aus den Konzentrationen ergeben sich die Werte der Quasiferminiveaus  $q\phi_p$  und  $q\phi_n$  für  $x = W$  gemäß den Formeln (1).

Wir setzen voraus, daß die Ausdehnung der Raumladungsrandschicht  $\ll W$  ist und daß innerhalb der Raumladungsrandschicht die Werte der Quasiferminiveaus konstant und gleich den Werten für  $x = W$  sind.

Wird eine Ladung in der zu untersuchenden Oberfläche influenziert, so setzt sich die dadurch hervorgerufene Leitwertänderung des Halbleiterplättchens bei gesperrtem pn-Übergang zusammen aus der Leitwertänderung der Raumladungsrandschicht, wie beim Feldeffekt, und einer Leitwertänderung des Halbleiterplättchens, die dadurch verursacht wird, daß bei Änderung von  $s$  eine Änderung der Minoritäts- und Majoritätsträgerkonzentrationen im Volumen der Probe auftritt. Durch Messung von  $s$  kann man aus (31) die durch Variation von  $s$  bewirkte Leitwertänderung  $\delta G$  berechnen.

$$\delta G = G(s_1) - G(s_2) \quad (52)$$

und

$$G(s) = q(\mu_n + \mu_p) \int_0^W p dx \quad (53)$$

$$\int_0^W p dx = p_0 \left( W - L \left( e^{\frac{W}{L}} - 1 \right) \right) + L \frac{e^{\frac{W}{L}} \left( s + \frac{D_p}{L} \right) + \frac{I}{p_0}}{\frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right)} \left( \cosh\left(\frac{W}{L}\right) - 1 \right) \quad (54)$$



Für  $W/L \rightarrow 0$  strebt dieser Ausdruck gegen null. In Abb.14 ist die Leitwertänderung des Halbleiterplättchens in Abhängigkeit von  $s$  für n-Germanium mit  $\rho = 20 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$ ,  $D_p = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L = 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm}$ , und

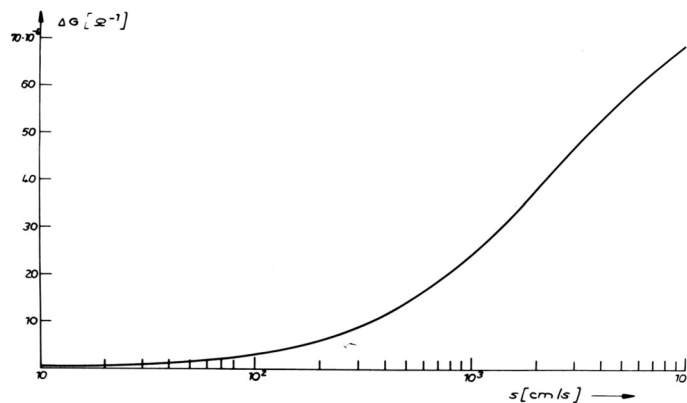


Abb. 14 Leitwertänderung der Probe bei gesperrtem pn-Übergang in Abhängigkeit von  $s$  für n-Ge mit  $\rho = 20 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$ ,  $D_p = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L = 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm}$ ,  $W = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  bei  $T = 26,8 \text{ }^\circ\text{C}$

$W = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  bei  $T = 26,8 \text{ }^\circ\text{C}$  dargestellt. Die durch die Änderungen von  $s$  hervorgerufene Leitwertänderung liegt in der gleichen Größenordnung wie die Oberflächenleitwertänderung bei Influenz von Ladungen. Sie nimmt mit abnehmender Temperatur wegen der Verringerung von  $p_0$  ab.

Damit ist es möglich, aus dem Leitwert des Halbleiterplättchens bei gesperrtem pn-Übergang den Leitwert der Raumladungsrandschicht zu bestimmen.

Bei Änderung der Bandverbiegung ändert sich die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit und damit die Majoritäts- und Minoritätsträgerkonzentration bzw. die Lage der Quasiferminiveaus. Demnach entsprechen verschiedenen Leitwerten der Randschicht sowohl andere Bandverbiegungen als auch andere

Werte der Quasiferminiveaus. Zur Illustration ist in Abb. 15 die Verschiebung der Quasiferminiveaus der Löcher  $q\phi_p$  in Abhängigkeit von  $s$  für n-Germanium mit  $\rho = 20 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$ ,  $D_p = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L = 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm}$  und  $W = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$  dargestellt.

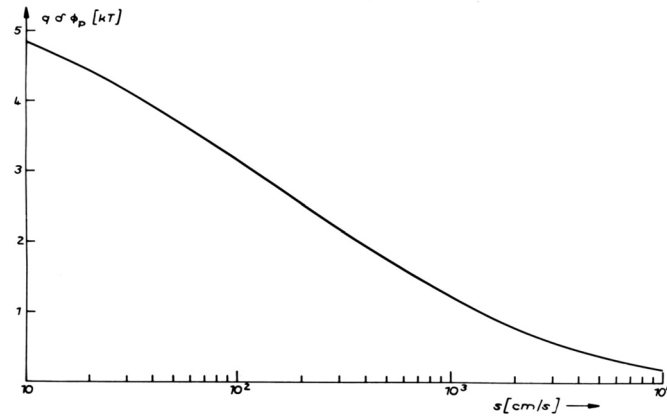


Abb. 15 Verschiebung des Quasiferminiveaus der Löcher in Abhängigkeit von  $s$  für n-Ge mit  $\rho = 20 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$ ,  $D_p = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $L = 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm}$ ,  $W = 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$

Zur Auswertung der gemessenen Oberflächenleitwertkurven muß man deshalb statt nur einer theoretischen Leitwertkurve, wie beim Feldeffekt, eine Schar von Kurven für verschiedene Abweichungen vom Gleichgewicht bei  $x = W$  heranziehen. Dem Minimum der experimentell gewonnenen Leitwertkurve, bei dem ein bestimmter Wert von  $s$  auftritt, ist das Minimum derjenigen theoretischen Kurve zuzuordnen, welche der Konzentrationsänderung entspricht, die sich aus dem Wert von  $s$  ergibt. Jedem anderen gemessenen Leitwert ist jeweils der gleiche Leitwert der theoretischen Kurve für die durch  $s$  gegebene Konzentrationsänderung zuzuordnen. In Abb. 16 ist der Oberflächenleitwert in Abhängigkeit von der Raumladung für  $q\delta\phi = 0$  und  $q\delta\phi = -10 \text{ kT}$  dargestellt. Während die n-leitenden Äste der Kurven für verschiedene  $\delta\phi$  nur wenig von einander abweichen, unterscheiden sich

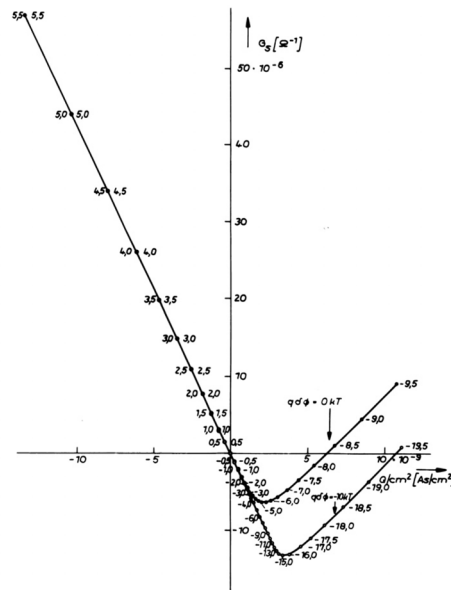


Abb. 16 Theoretische Feldeffektkurven im Gleichgewicht und stationären Nichtgleichgewichtszuständen

aber im Fall der Verarmungs- und Inversionsschicht, die Bandverbiegungen bei gleichen Leitwerten wesentlich.

Dem horizontalen Abstand der Punkte gleicher Leitwerte auf den experimentellen und theoretischen Kurven entspricht wie beim Großsignalfeldeffekt die Ladung in den schnellen Termen, die somit eine Funktion der Wertepaare der Quasioberflächenpotentiale  $\phi_{ns}$  und  $\phi_{ps}$  ist.

### c) Bestimmung der Aufspaltung des Fermi-niveaus mittels Leitwertmessungen

Für große positive Bandverbiegungen  $Y$  gilt nach [8]

$$\Gamma_n \propto e^{\frac{(q\phi_n - E_i + qY)}{2kT}} \quad (55)$$

Für gleiche Oberflächenleitwerte, d.h. für gleiche  $\Gamma_n$ , im Gleichgewicht und im Nichtgleichgewichtszustand folgt daraus

$$q\phi + qY_0 = q\phi_n + qY \quad (56)$$

Die Verschiebung von  $\phi_n$  wird von einer gleichen Änderung von Y begleitet.

Die Besetzung der Oberflächenterme mit

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_i - E_i)}{kT}}$$

erfolgt nach (10) gemäß

$$f = \left( 1 + e^{\left( \frac{E_i - q\phi_n - qY}{kT} \right)} \right)^{-1} \quad (57)$$

Wenn für die Terme über der Mitte der verbotenen Zone

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_i - E_i)}{kT}}$$

gilt, ist beim Übergang vom Gleichgewicht in den Nichtgleichgewichtszustand bei gleichem Oberflächenleitwert die Termbesetzung dieselbe, da dann auch in Formel (57) die Änderung von Y die von  $\phi_n$  kompensiert.

Das bedeutet, daß im Fall großer Bandverbiegungen nach unten die n-leitenden Äste der Feldeffektkurven im Gleichgewicht und im Nichtgleichgewicht ebenso wie die n-leitenden Äste der entsprechenden theoretischen Feldeffektkurven, Abb. 16 zusammenfallen.

Entsprechende Überlegungen lassen sich auch für große negative Bandverbiegungen durchführen, wobei Terme mit

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_i - E_i)}{kT}}$$

in Betracht gezogen werden. Bei gleichen Leitwerten im Gleichgewicht und im Nichtgleichgewichtszustand sind dann wiederum die Termbesetzungen gleich. Die p-leitenden Äste der gemessenen Feldeffektkurven verlaufen aber nur bei konstanter Aufspaltung des Fermi-niveaus parallel, denn mit einer Änderung der Aufspaltung ändert sich der Abstand der p-leitenden Äste der theoretischen Feldeffektkurven.

Wie in Abb. 16 gezeigt, nimmt der minimale Leitwert mit zunehmender Trägerverarmung ab. Die Bandverbiegung, bei der

im Gleichgewicht das Leitwertminimum auftritt, ist durch (22) gegeben. Im Nichtgleichgewichtszustand gilt entsprechend

$$qY_{G \min} = kT \ln \left( \frac{\mu_p p}{\mu_n n} \right) \quad (58)$$

Ein geschlossener Ausdruck für den minimalen Oberflächenleitwert als Funktion der Aufspaltung des Fermi-niveaus lässt sich nicht angeben. In Abb. 17 ist die Abnahme des minimalen

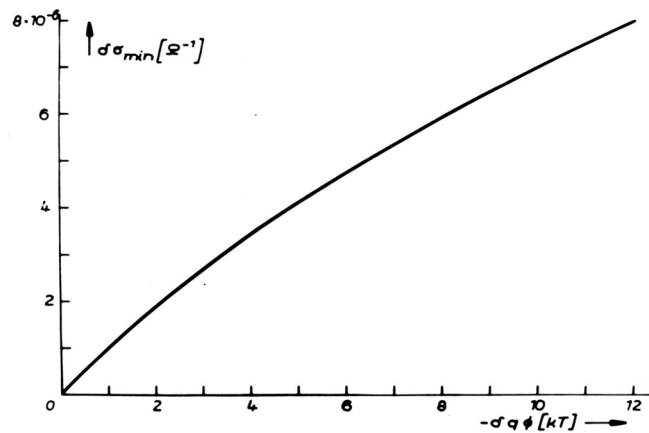


Abb. 17 Abnahme des minimalen Leitwertes bei Änderung von  $\delta\phi$

Leitwertes als Funktion der Aufspaltung des Fermi-niveaus für n-Germanium von 21 Ohm-cm, gemessen bei 22 °C, für eine Temperatur von 6,8 °C dargestellt. Diese Leitwertänderungen sind mit denen, die bei Influenz von Ladungen auftreten, vergleichbar.

Damit besteht die Möglichkeit, aus der Abnahme des minimalen Leitwertes die Aufspaltung des Fermi-niveaus zu bestimmen. Voraussetzung dafür ist

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_i - E_f)}{kT}}$$

für die Terme oberhalb und

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_i - E_f)}{kT}}$$

für die Terme unterhalb der Mitte der verbotenen Zone sowie ein vernachlässigbarer Beitrag zum Probenleitwert infolge Änderung

der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit entsprechend Abschnitt 4b.

Die Abnahme des minimalen Leitwertes erhält man, indem die gleichzeitig gemessenen Leitwertkurven im Gleichgewicht und im Nichtgleichgewicht vertikal soweit gegeneinander verschoben werden, daß sich ihre n-leitenden Zweige decken.

Die Leitwertdifferenz zwischen den Leitwertminima liefert die Aufspaltung des Fermi-niveaus am Ort des Leitwertminimums der Nichtgleichgewichtskurve.

Auf diese Weise lässt sich ebenfalls die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bestimmen. Aus der Aufspaltung des Fermi-niveaus folgt  $p(W)$  und daraus mit Formel (33) bzw. (50) die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit wiederum am Ort des Leitwertminimums der Nichtgleichgewichtskurve. Die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für beliebige influenzierte Ladungen erhält man mit der Relation zwischen Änderung des Sperrstroms und Änderung von  $s$  (32).

$$\delta j = qp_0 \frac{D_p^2 e^{\frac{W}{L}} \cosh\left(\frac{W}{L}\right)}{L^2 \left( \frac{D_p}{L} \cosh\left(\frac{W}{L}\right) + s \sinh\left(\frac{W}{L}\right) \right)^2} \delta s$$

$$\text{für } W/L \rightarrow 0 \quad \text{gilt} \quad \delta j \approx qp_0 \delta s \quad (59)$$

d) Erweiterung der Termanalyse für die schnellen Terme

Die Besetzung eines Terms ist im thermischen Gleichgewicht durch (7) gegeben. Die Besetzungswahrscheinlichkeit ist ein halb für

$$E_t = q(\phi + Y)$$

Mit dieser Relation werden die Energieniveaus der Terme bei einer Termanalyse ermittelt.

Im stationären Nichtgleichgewichtszustand wird die Besetzung eines Terms durch (8) beschrieben. Wenn die Besetzungswahrscheinlichkeit ein halb ist, folgt aus (8)

$$\frac{C_p}{C_n} = \frac{e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} - e^{\frac{qY + q\phi_n - E_i}{kT}}}{e^{\frac{E_t - E_i}{kT}} - e^{\frac{E_i - q\phi_n - qY + q\delta\phi}{kT}}} \quad (60)$$

$E_t - E_i$  wird durch die Termanalyse der Gleichgewichtskurve bestimmt.  $\delta\phi$  und  $\phi_n$  ergeben sich aus der Messung der Oberflächenrekombinations-geschwindigkeit und  $Y$  ist die Bandverbiegung im stationären Nichtgleichgewicht, bei der die Besetzungswahrscheinlichkeit ein halb ist.

Mit der Relation (60) kann man aus den Termloadungen das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte auch solcher Terme gewinnen, die zwar umgeladen werden, aber nicht zur Rekombination beitragen.

## 5. Aufbau der Meßapparatur

Zur Durchführung der Messungen im stationären Nichtgleichgewichtszustand wurden kreisförmige n-Germanium-Proben mit einem spezifischen Widerstand von ca. 20 Ohm·cm bei 22 °C benutzt. In der Mitte und am Rand der Probe befand sich je ein rotationssymmetrischer ohmscher Kontakt und zwischen den ohmschen Kontakten lag konzentrisch ein ringförmiger pn-Übergang, wie es aus Abb. 18 und Ab. 19 zu ersehen ist.

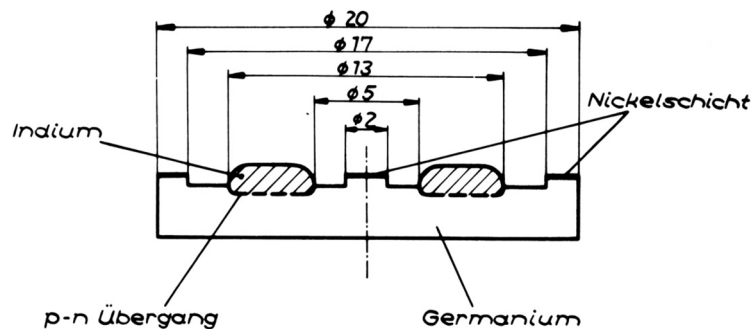


Abb. 18 Probe im Schnitt

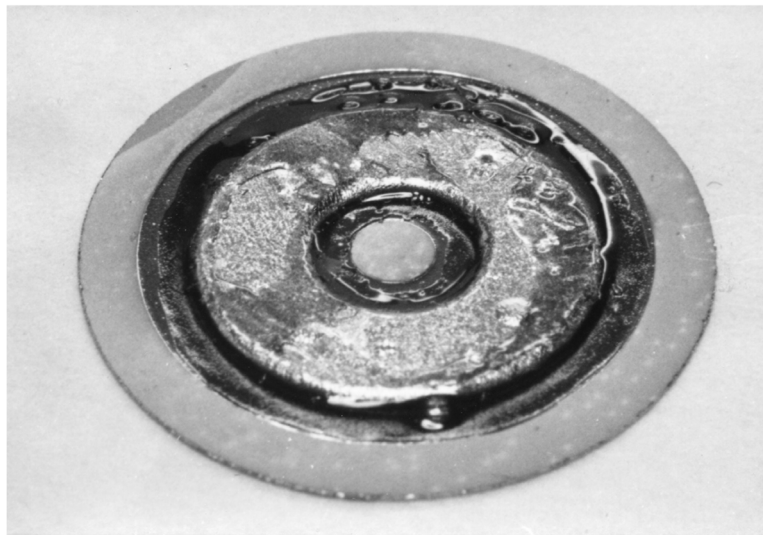


Abb. 19 Ansicht der Probe

Die kreisförmige Probenform wurde gewählt, weil es hierbei möglich ist, den pn-Übergang so anzuordnen, daß einmal der Probenrand, an dem sich durch eine möglicherweise erhöhte Rekombinationszentrendichte das Sperrverhalten



des pn-Übergangs verschlechtert und sich das Diffusionsproblem kompliziert, nicht berührt wird. Zum anderen kann der Probenstrom nicht neben dem pn-Übergang vorbeifließen und parasitäre Leitwertsignale hervorrufen, die nicht dem Nichtgleichgewichtszustand unter dem pn-Übergang entsprechen.

Zur Probenherstellung sind in (111)-Richtung orientierte Germaniumscheiben rundgeschliffen und geläppt worden. Danach wurde der Teil der Probe, der vom pn-Übergang bedeckt wird, geätzt und ein Indiumring einlegiert. Nach Abdecken des pn-Übergangs wurden die geläppten Flächen vernickelt. Die pn-Übergänge hatten eine Sperrspannung zwischen 50 V und 100 V und einen differentiellen Sperrwiderstand über 100 kOhm. Abb. 20 zeigt eine typische Sperrkennlinie.

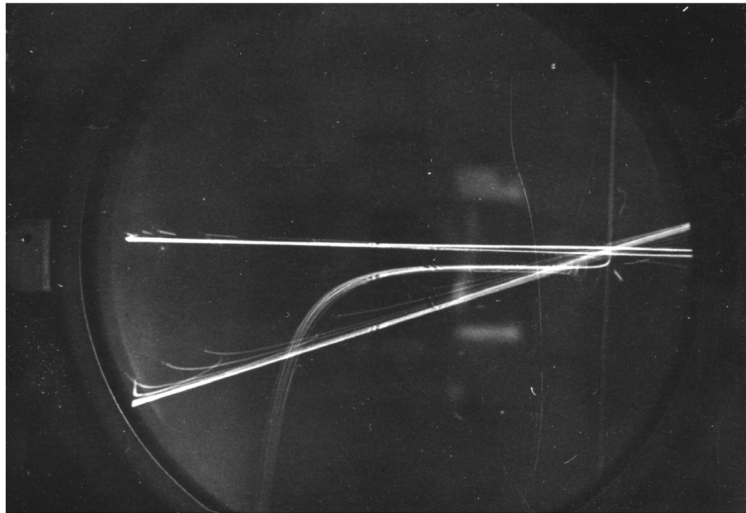


Abb. 20 Sperrkennlinie der Probe; maximale Horizontalauslenkung 100 V; Vergleichswiderstand 50 kOhm

Entsprechend der Probenform wurden die Feldelektroden ebenfalls kreisringförmig ausgeführt, damit nur auf dem Teil der Probenoberfläche, der dem pn-Übergang gegenüberliegt und vom pn-Übergang bedeckt ist, Ladungsträger influenziert und durch Licht Ladungsträger erzeugt werden, Abb. 21. Die Elektrode besteht aus einer Glasscheibe, die

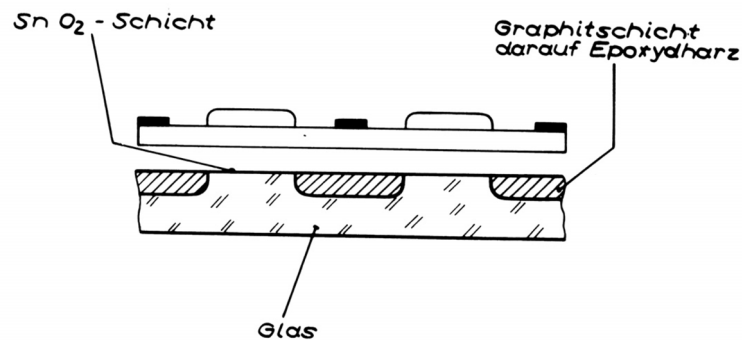


Abb. 21 Feldeffektelektrode im Schnitt

in der Mitte und am Rand ausgeschliffen und danach mit einer durchsichtigen  $\text{SnO}_2$ -Schicht bedeckt wurde. Die eingeschliffenen Vertiefungen sind anschließend mit Graphitemulsion bestrichen und mit Epoxydharz ausgegossen worden. Zur Orientierung ist in Abb. 21 eine Probe angedeutet. Probe und Elektrode sind in einem Probenhalter montiert, wie aus Abb. 22 zu sehen ist.

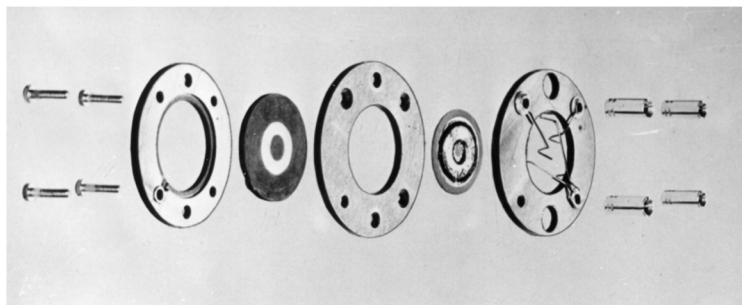


Abb. 22 Anordnung von Probe und Feldelektrode im Probenhalter

Die Schaltung zur Messung der von influenzierten Ladungen herrührenden Sperrstromänderungen und Leitwertänderungen wurde aus der gebräuchlichen Brückenschaltung für Feldeffektmessungen entwickelt, Abb. 23. Wie bei den Niederfrequenz-Feldeffektmessungen erzeugt ein Generator eine Wechselspannung, die nach Verstärkung durch den Feldspannungsverstärker an den Feldkondensator gelegt wird. Gleichzeitig wird vom Generator über einen Phasenschieber

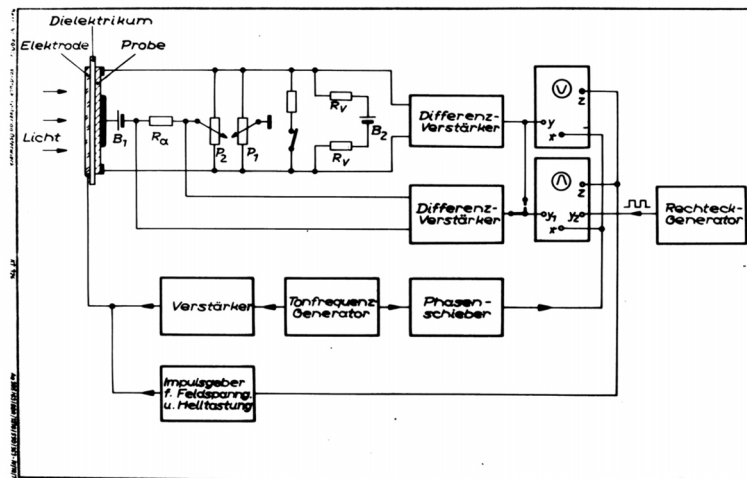


Abb. 23 Blockschaltbild der Apparatur zur Oberflächenuntersuchung

die Horizontalablenkung des Oszillographen gesteuert. Zu der üblichen Brücke für die Kompensation des Verschiebungssignals, die aus der Halbleiterprobe und dem mit dem Schleifer geerdeten Potentiometer  $P_1$  besteht, ist ein weiteres Potentiometer  $P_2$  hinzugefügt worden. Mit ihm wird die Verteilung des Sperrstroms durch die Probe so eingestellt, daß der Sperrstrom kein Leitwertsignal hervorruft. Die Sperrspannung erzeugt die Batterie  $B_1$ . Die vom Sperrstrom am Arbeitswiderstand  $R_a$  verursachten Spannungen werden über einen Differenzverstärker dem y-Eingang eines Oszillographen zugeführt. Bei einem zusätzlichen Strom durch die Probe, der von der Batterie  $B_2$  über die Vorwiderstände  $R_v$  geliefert wird, treten zwischen den ohmschen Kontakten bedingt durch die Leitwertänderungen Signale auf, die ebenfalls mit einem Differenzverstärker über den y-Eingang eines Oszillographen beobachtet werden können. Man erhält bei richtiger Phasenlage der Wechselspannung für die Horizontalablenkung im ersten Fall das Oszillogramm der Sperrstromänderung und im zweiten Fall das der Leitwertänderung als Funktion der influenzierten Ladung.

Es sei noch erwähnt, daß bei der von DOUSMANIS [19] angegebenen Schaltung zur Sperrstrommessung das Sperrstromsignal von einem Verschiebungssignal überlagert wird, das

kompensiert werden muß. Es kann aber kein Kriterium für die Kompensation der Störspannung angegeben werden. Bei der vorliegenden Schaltung ist das Verschiebungssignal vernachlässigbar klein, weil der Widerstand  $R_a$  klein gegen den Sperrwiderstand und den Widerstand von  $P_1$  ist. Dadurch ist der Mangel der Schaltung von DOUSMANIS behoben.

Das Licht zur Oberflächenanregung von Ladungsträgern wurde mit einer Quecksilberhöchstdrucklampe vom Typ HBO 500 erzeugt und durch einen Filter (BG 31) der Infrarotanteil herausgefiltert. Mit Wolframbandlampen und Siliciumstäben ist vergeblich versucht worden, die für die Volumenanregung notwendige Intensität der infraroten Strahlung zu erzeugen, bei der die Bedingung (41) erfüllt ist.

Um gleichzeitig die Oszillogramme bei Beleuchtung der Probe und bei Dunkelheit zu erhalten, wurde der Lichtstrahl durch ein Flügelrad mit einer Frequenz von ungefähr 100 Hz unterbrochen.

An den zweiten Eingang eines weiteren Differenzverstärkers im Oszillographen werden bei Bedarf periodische Rechteckimpulse variabler Amplitude gelegt, wodurch das Oszillogramm periodisch verschoben wird. Die Folgefrequenz der Rechteckimpulse beträgt 100 Hz, so daß das ursprüngliche und das vertikal verschobene Oszillogramm übereinandergeschoben beobachtbar sind. Der Sinn dieser Parallelverschiebung ist es, einmal die vertikalen Abstände zwischen den Sperrstromkurven bei Dunkelheit und bei Belichtung auszumessen, was für die Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit notwendig ist. Zum anderen sind Abweichungen des Verlaufs der Leitwertkurven im Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht leicht zu erkennen, indem man die Kurven aufeinander schiebt.

Zusätzlich zur Wechselspannung kann man, wenn erforderlich, an die Feldelektrode Gleichspannungsimpulse legen und 0,5 s nach Beginn des Impulses die Oszillographen hellsteuern.

Während der Messungen befand sich die Probe in einem Glasgefäß, das in Abb. 24 skizziert ist. Die Probe war im Gefäß

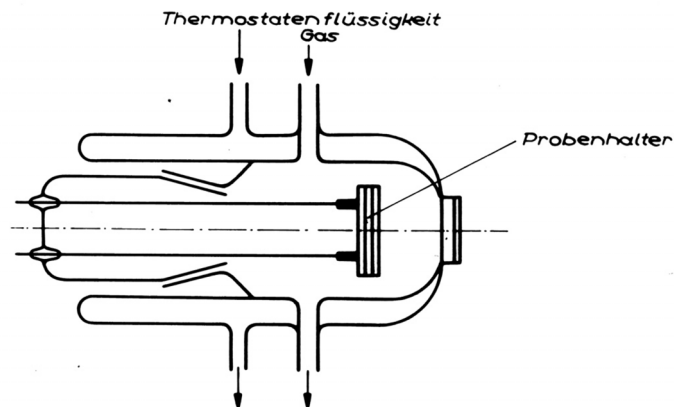


Abb. 24 Probengefäß im Schnitt

so angeordnet, daß die zu untersuchende Oberfläche durch eine Planglasscheibe im Probengefäß beleuchtet werden konnte. Der doppelwandige Mantel wurde von Wasser konstanter Temperatur durchflossen. Die Probentemperatur, die sich durch den Probenstrom von der Umgebungstemperatur unterschied, ist mit einem Thermoelement kontrolliert worden. Durch zwei Zuführungen konnten Gase durch das Gefäß strömen. Das Glasgefäß war in einem eisernen Gehäuse untergebracht, um Störfelder abzuschirmen. In Abb. 25 ist die Anordnung der Quecksilberdampfampe, der Lichtmühle und des Eisengehäuses zu sehen, in dem das Probengefäß, die oben erwähnte Brückenschaltung (vorne) und die im folgenden noch zu beschreibende Demodulatorschaltung (hinten) untergebracht sind.

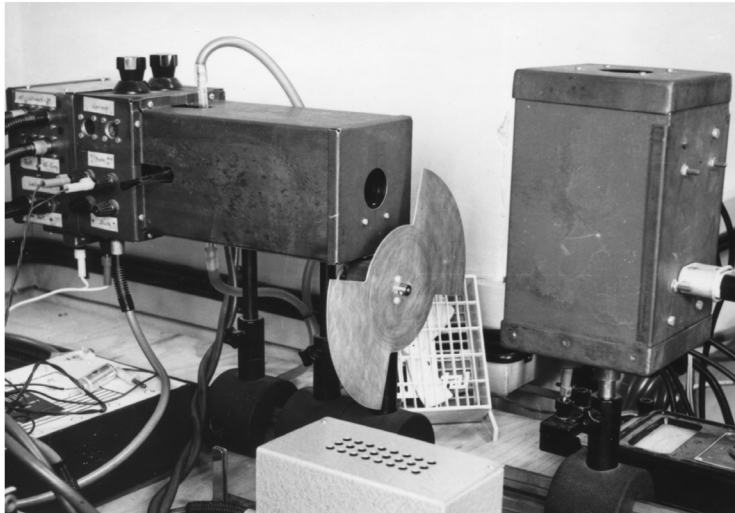


Abb. 25 Experimentelle Anordnung zur Oberflächenuntersuchung

In Abb. 26 sind Oszillogramme der Sperrstromänderungen infolge der influenzierten Ladung ohne Beleuchtung (untere Kurve) und mit Beleuchtung (obere Kurve) gezeigt. In Abb. 27

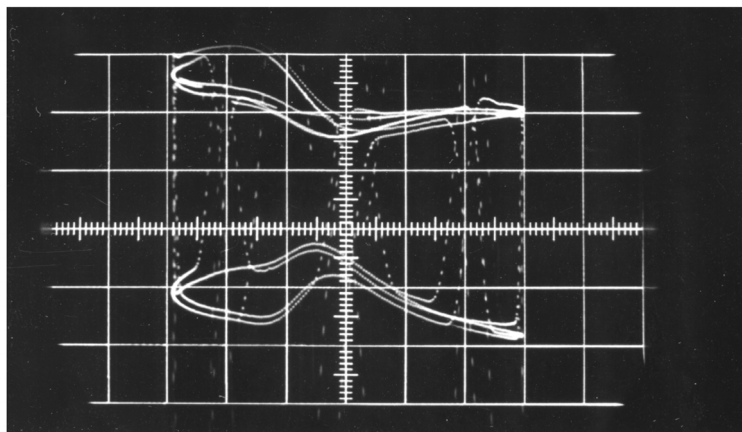


Abb. 26 Sperrstromkurve mit Licht (obere Kurve) und ohne Licht (untere Kurve)

ist das gleiche noch einmal zu sehen, die Lichtintensität wurde aber hierbei gerade so hoch gewählt, daß der Sperrstrom nicht von der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit abhängt und die Ladungsträgerkonzentrationen an der Oberfläche ihre Gleichgewichtswerte erreicht haben.

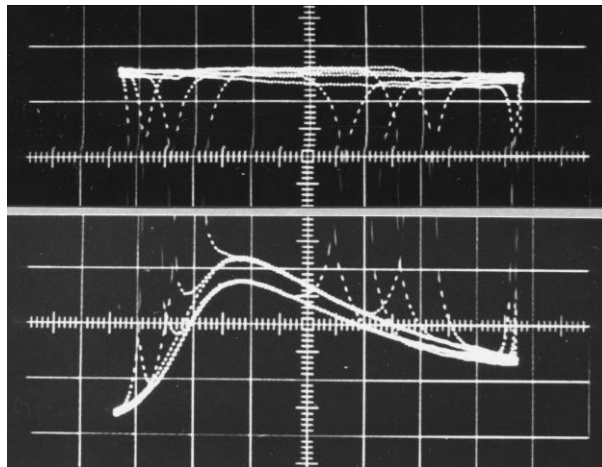


Abb. 27 Sperrstromkurve ohne Licht (untere Kurve) und mit Licht bei Erfüllung der Bedingung (34) (obere Kurve)

In Abb. 28 sind die Oszillogramme der Leitwertänderungen ohne Licht (untere Kurve) und mit Licht (obere Kurve) wiedergegeben. Der Probenstrom floß vom zentralen zum peripheren

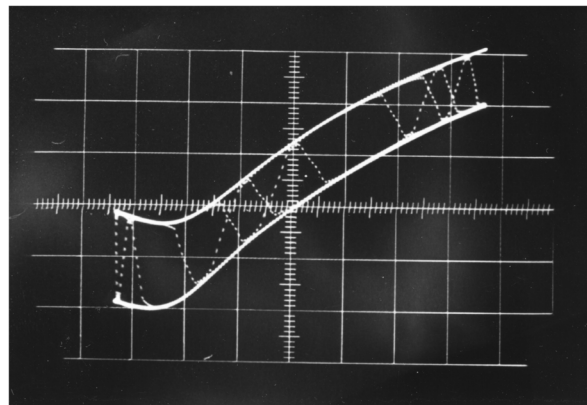


Abb. 28 Leitwertkurve mit Licht (obere Kurve) und ohne Licht (untere Kurve)

Kontakt. Bei einem Strom entgegengesetzter Polung trat kein Minimum auf, wie aus dem Oszillogramm in Abb. 29 zu sehen ist. Das ist darauf zurückzuführen, daß durch das

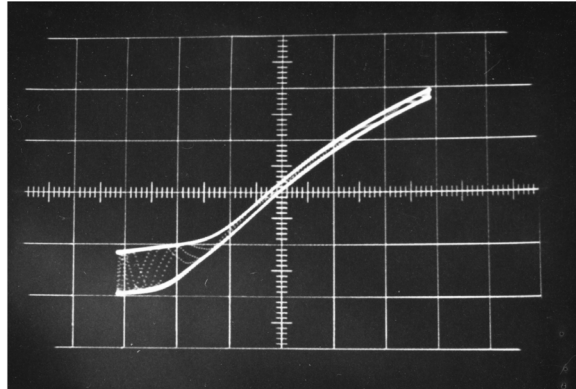


Abb. 29 Leitwertkurve mit Licht (obere Kurve) und ohne Licht (untere Kurve)

Absaugen der Ladungsträger aus dem Halbleiterplättchen die Verarmungsschicht zwischen der p-leitenden Oberfläche und dem n-leitenden Volumen einen hohen Widerstand hat und der Probenstrom an der p-leitenden Oberfläche vorbeifließt. Erst im Fall höherer Ströme und damit verbunden höherer Spannungen kommt es bei passender Polung zu Injektionen in die Inversionsschicht und zum Auftreten eines Minimums. Daß dieser Effekt von der Stromrichtung abhängt, ist leicht erklärlich, wenn man berücksichtigt, daß der Potentialabfall innerhalb der Probe proportional zum Reziproken des Radius ist. Diese Injektionen treten auch an dem einlegieren pn-Übergang auf und machen sich in Form einer gleichrichterähnlichen Kennlinie zwischen den beiden ohmschen Kontakten bemerkbar. Der Sperrzweig dieser Kennlinie verläuft linear wie die U-I-Kennlinie des ohmschen Widerstands des Halbleiterplättchens mit den ohmschen Kontakten.

Messungen erfolgten mit der Polung, bei der keine Injektionen auftreten.

Das Erscheinen des Leitwertminimums wurde unabhängig von Stromstärke und Stromrichtung, wenn statt der in Abb. 21 gezeigten Elektrode mit der nur auf einem Teil der Proben-



oberfläche eine Ladung influenziert werden kann, Elektroden benutzt werden, die auf der gesamten Oberfläche einschließlich dem Bereich unter den Kontakten eine Influenz bewirken Abb. 30. Die Gebiete der Elektrode, die

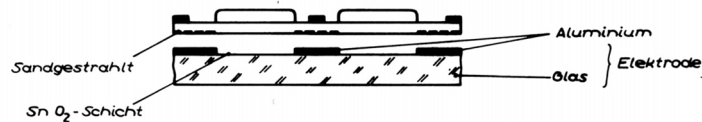
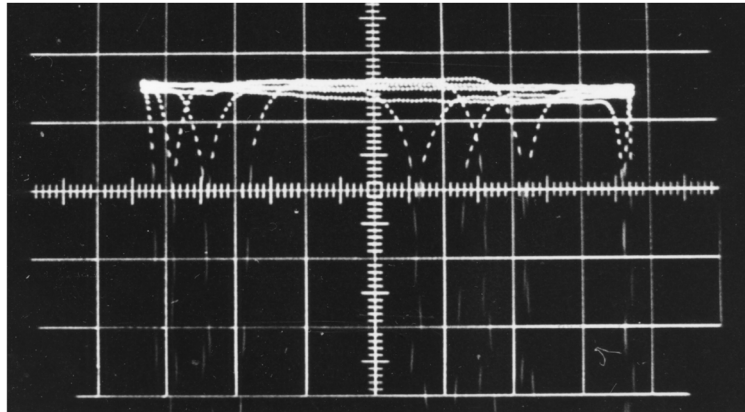


Abb. 30 Elektrode im Schnitt

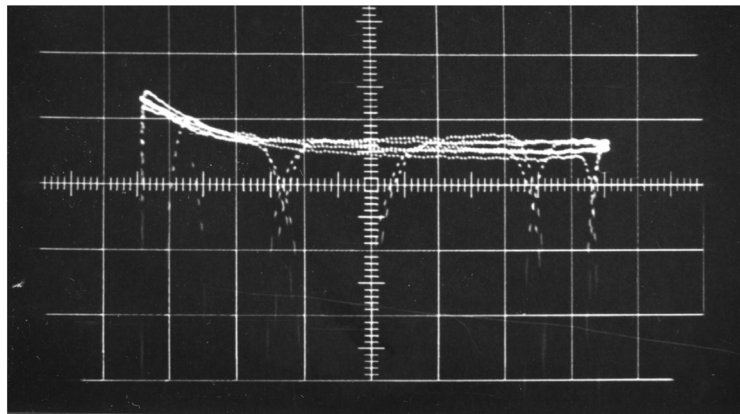
auf der Probe nicht vom pn-Übergang bedeckt sind und nicht belichtet werden dürfen, wurden mit Aluminium bedampft. Damit die außerhalb des pn-Übergangs liegenden Oberflächenbereiche nicht zum Oberflächenleitwertsignal beitragen, wurden sie mit einem Sandstrahl aufgeraut.

Die Sperrstromkurven bei Belichtung und Erreichen der Gleichgewichtskonzentration an der Oberfläche zeigen einen horizontalen Verlauf, wenn kein Probenstrom fließt. Je nach Richtung des Probenstromes aber krümmen sich im Bereich der Inversionsschicht die Kurven nach oben oder nach unten, Abb. 31. Es werden dann durch die aufgerauten und p-leitenden Oberflächen Minoritätsträger in den Einzugsbereich des pn-Übergangs injiziert oder daraus extrahiert. Daneben tritt wiederum ein Sperrstromanstieg im Bereich der Inversionsschicht auf, wie er bereits im Zusammenhang mit den Sperrstrommessungen von DOUSMANIS erwähnt wurde.

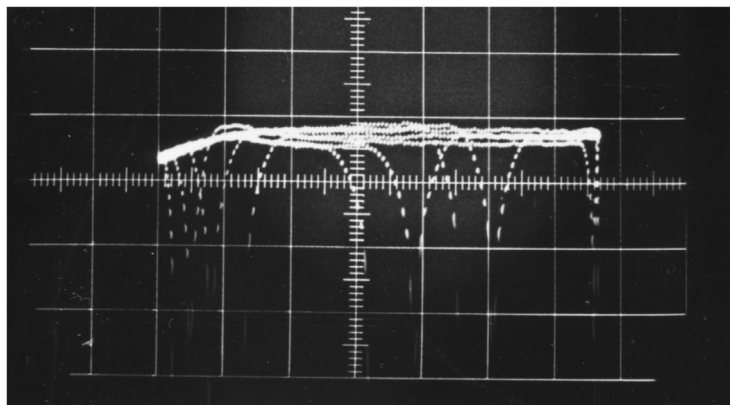
Ein weiterer Nachteil dieses Verfahrens ist, daß während des Aufrauhs die zu untersuchenden Teile der Oberfläche mit einem Schutzlack bedeckt sein müssen, wodurch ihre Oberflächeneigenschaften irreversibel geändert werden können.



a)



b)



c)

Abb. 31 Sperrstrom mit Licht bei Erfüllung von (34) ohne Probenstrom a) und mit Probenstrom b) und c)

Den Elektroden- und Probenanordnungen in Abb. 21 und Abb. 30 gemeinsam ist das Auftreten einer Photospannung zwischen den ohmschen Kontakten bei Belichtung, deren Einfluß auf die Messungen aber durch genügend hohe Probenströme, d.h. große Leitwertsignale, prinzipiell unterdrückt werden kann.

Um die aufgeführten Schwierigkeiten zu umgehen, wurde wieder die erste Anordnung Abb. 21 herangezogen und als Probenstrom statt eines Gleichstroms ein hochfrequenter Wechselstrom verwendet, um neben der galvanischen Kopplung auch eine kapazitive Kopplung zwischen der Inversionsschicht und dem Volumen auszunutzen.

Die für diese Meßmethode entwickelte Schaltung zeigt Abb. 32.

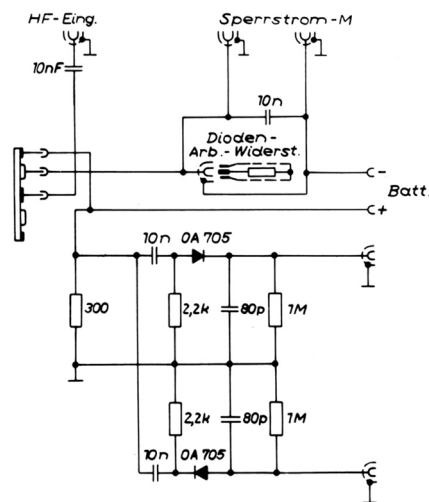


Abb. 32 Blockschaltbild zur Messung des Probenleitwertes mit hochfrequentem Strom

Die hochfrequente Wechselspannung wird an den einen ohmschen Probenkontakt und an Masse gelegt. Der andere Probenkontakt ist über einen Widerstand R mit Masse verbunden. Ändert sich der Probenleitwert, so ändert sich auch das Spannungsteilverhältnis zwischen der Probe und dem Widerstand R, und über R fällt eine amplitudenmodulierte Wechsel-

Spannung ab. Dieses Signal wird mit einer Demodulatorschaltung demoduliert und man erhält eine Spannungsänderung, die allein proportional der Änderung des Probenleitwertes ist. Um das Signal zu erhöhen, wurde parallel zum Demodulator noch ein zweiter geschaltet, der ein Signal mit umgekehrtem Vorzeichen liefert. Zwischen beiden Demodulatorausgängen kann mit einem Differenzverstärker die zweifache Signalamplitude eines Demodulators abgegriffen werden. Der Sperrstrom ruft am Arbeitswiderstand  $R_a$  einen Spannungsabfall hervor, der ebenfalls über einen Differenzverstärker abgegriffen und wie das Leitwertsignal an den y-Eingang eines Oszillographen geführt wird. Eine Kompensation der Verschiebungsspannung ist nicht notwendig, da bei den Sperrstrommessungen über  $R_a$  nur eine zu vernachlässigende Verschiebungsspannung abfällt und bei den Leitwertmessungen die niederfrequente Verschiebungsspannung durch einen 10 nF-Kondensator von der Diode im Demodulator getrennt ist.

Die Frequenz des Wechselstroms wurde so hoch gewählt, daß bei beleuchteter und unbeleuchteter Oberfläche ein Minimum auftrat und bei weiterer Erhöhung der Frequenz die Kurvenform unverändert blieb. Die Frequenz betrug 2 MHz.

In Abb. 33 sind Leitwertkurven mit und ohne Licht gezeigt,

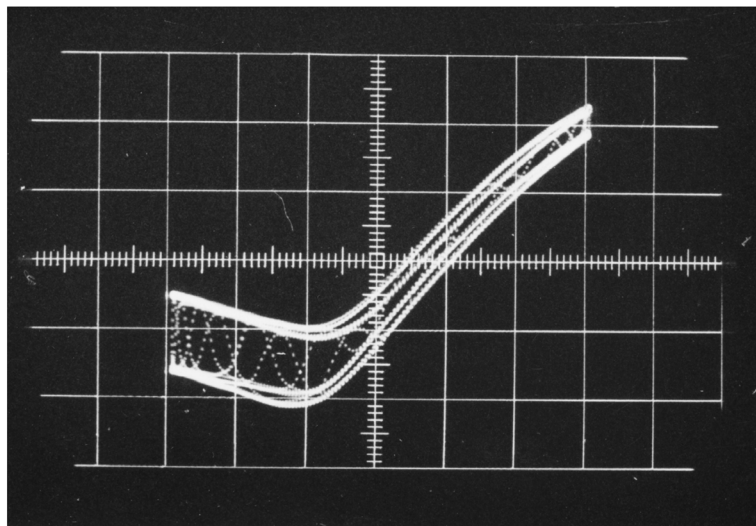


Abb. 33 Leitwertkurven mit Licht (obere Kurve) und ohne Licht (untere Kurve)

die ein deutliches Leitwertminimum aufweisen. Die Amplitude der Leitwertkurve hängt von der Frequenz des hochfrequenten Probenstromes ab, weil der einlegierte pn-Übergang einen kapazitiven Nebenschluß bildet. Der Einfluß einer Nebenschlußänderung durch Kapazitätsvariation des pn-Übergangs bei Belichtung ließ sich am einfachsten durch Temperaturniedrigung unterdrücken, d. h. durch Verringerung der Minoritätsträgerkonzentration, was nach (34) eine Abnahme der erforderlichen Lichtintensität bedeutet. Durch Erhöhung der Sperrspannung wird zwar auch der Einfluß der Nebenschlußänderung eliminiert, aber dieser Weg wurde nicht beschritten, da sich dann die Probentemperatur und infolge dessen die Minoritätsträgerkonzentration sowie die benötigte Lichtintensität erhöhen.

Da es zu kompliziert ist, bei diesen unübersichtlichen Verhältnissen die Leitwertänderungen aus den Spannungsänderungen zu berechnen, erfolgt die Eichung der Messungen mit hochfrequentem Strom, indem man die Signalamplituden im Falle einer Akkumulationsschicht mit den Leitwertsignalen vergleicht, die mit der oben erwähnten Brückenschaltung erhalten werden.

Zur Eichung mittels Brückenschaltung gehen wir aus von

$$U = \frac{I}{G + G_p} \quad (61)$$

dabei ist  $G_p$  der Leitwert der Schaltung parallel zum Probenleitwert  $G$ ,  $I$  der Probenstrom und  $U$  die an der Probe abfallende Spannung. Teilt man den Probenwiderstand auf in einen Teil  $R_i$  zwischen dem zentralen Kontakt und dem pn-Übergang, einen Teil  $R$  unter dem pn-Übergang und einen Teil  $R_a$  zwischen dem äußeren Kontakt und dem pn-Übergang und berücksichtigt, daß für eine Probe von der Form eines Hohlzylinders gilt

$$R = \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi \int_0^w \sigma(x) dx} \quad (62)$$

wobei  $r_1$  innerer und  $r_2$  äußerer Radius des pn-Übergangs und  $W$  die Probendicke ist, so folgt aus (61)

$$U = \frac{I}{\frac{1}{R_i + \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{W} + R_a} + G_p} \quad (63)$$

Bei sehr großem Widerstand  $R_v$  gilt wegen  $\delta I \approx 0$

$$\delta U = \frac{IR^2 2\pi}{(G + G_p)^2 (R_i + R + R_a)^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} G_s \quad (64)$$

denn der Oberflächenleitwert  $G_s$  ist die Änderung von

$$\int_0^W \sigma(x) dx \quad .$$

Daraus ergibt sich mit

$$R_i + R + R_a = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2\pi \int_0^W \sigma(x) dx} \quad (65)$$

wobei  $r_a$  der Radius des äußeren und  $r_i$  der Radius des inneren Kontaktes ist

$$G_s = \frac{\delta U (G + G_p)^2 \left( \ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right) \right)^2}{I 2\pi \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (66)$$

Neben den Radien muß die Spannungsänderung  $\delta U$ , der Probenstrom  $I$  und der Leitwert  $G + G_p$ , der in (66) quadratisch eingeht, gemessen werden.

Wesentlich einfacher und mit geringerem Fehler verbunden ist die Eichung, die man erhält, wenn man einen Leitwert  $G_E$  zum Leitwert  $G + G_p$  parallel schaltet. Die Leitwertänderung der Probe durch den Oberflächenleitwert  $G_s$  ergibt sich aus

$$G = \frac{1}{R_i + \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{w} + R_a + 2\pi \int_0^w \sigma(x) dx} \quad (67)$$

und mit (62) zu

$$\delta G = \frac{2\pi R^2}{(R_i + R + R_a)^2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} G_s \quad (68)$$

Für  $G_s$  folgt daraus

$$G_s = \frac{\left(\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)\right)^2}{2\pi \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \delta G \quad (69)$$

und mit  $\delta G = G_E$

$$G_s = \frac{\left(\ln\left(\frac{r_a}{r_i}\right)\right)^2}{2\pi \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} G_E \quad (70)$$

Bei dünnen Proben muß berücksichtigt werden, daß die Probe unter dem pn-Übergang um die Eindringtiefe der Legierungsfront dünner ist als neben dem pn-Übergang und daß durch das Absaugen der Minoritätsträger die Leitfähigkeit sinkt. Das hat eine Erhöhung des Probenwiderstands unter dem pn-Übergang zur Folge. Diese Widerstandserhöhung wird in den Formeln (64) und (68) berücksichtigt, indem man  $R$  durch  $k \cdot R$  ersetzt, wobei  $k$  der Faktor der Widerstandserhöhung ist.

Die Vertikalauslenkung des Kathodenstrahls auf dem Oszillographenschirm, die auftritt, wenn man periodisch den Leitwert  $G_E$  zum Probenleitwert parallel schaltet und wieder trennt, ergibt mit (70) die erforderliche Eichung. Dazu ist statt der Messung von  $U$ ,  $I$  und  $G + G_p$  nur die von  $G_E$  erforderlich.

Abb. 34 zeigt den gesamten Meßplatz zur Untersuchung der Oberflächen im stationären Nichtgleichgewichtszustand.

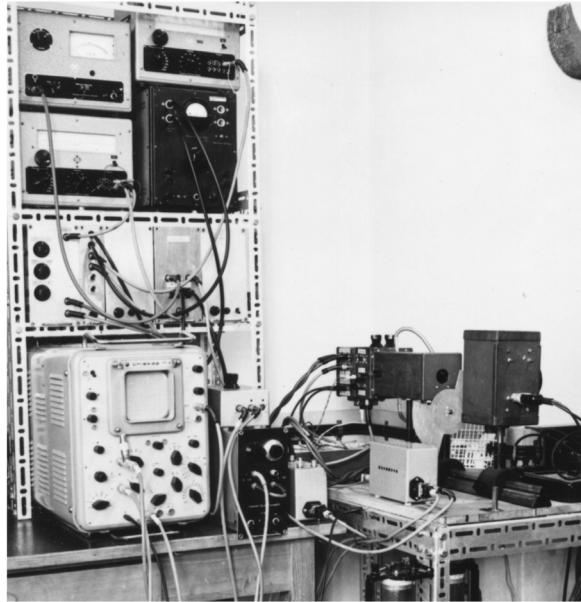


Abb. 34 Gesamtansicht des Meßplatzes zur Oberflächenuntersuchung

Zur Ermittlung der Diffusionslänge wurde ein Meßplatz aufgebaut, mit dem die Phasenverschiebung der PME-Spannung gegen die Photoleiterspannung, die bei sinusförmiger Intensitätsmodulation des anregenden Lichtes auftreten, gemessen werden. Aus den Differentialquotienten  $d(\text{tg}\varphi)/df$ , die bei verschiedenen Probendicken gemessen werden, wobei  $\varphi$  der Phasenwinkel und  $f$  die Modulationsfrequenz sind, kann man die ambipolare Diffusionslänge erhalten [28].

Das Blockschaltbild des PME-Meßplatzes zeigt Abb. 35. Mit

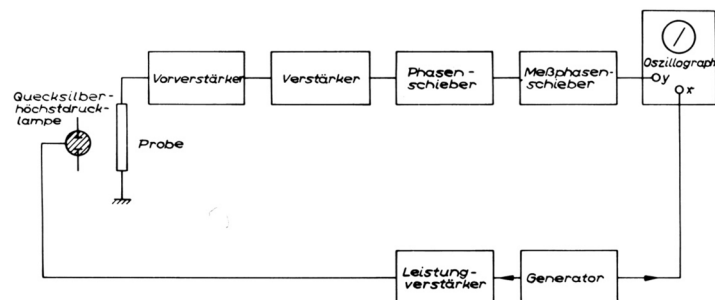


Abb. 35 Blockschaltbild des PME-Meßplatzes



dem Generator wird über einen transistorisierten Leistungsverstärker der Strom durch eine Quecksilberdampfhochdrucklampe moduliert. Das intensitätsmodulierte Licht fällt auf die Oberfläche der zu untersuchenden Probe. Das Photospannungssignal und das Leitwertsignal gelangen über einen Vorverstärker und einen weiteren Verstärker, einen Phasenschieber und einen Meßphasenschieber an den y-Eingang eines Oszillographen, der über den x-Eingang direkt vom Generator angesteuert wird. Die Messungen erfolgen in der Weise, daß mit dem Phasenschieber die Lissajousfigur des Photoleitungssignals zu einem Strich abgeglichen wird. Danach ändert man mit dem Meßphasenschieber die Phasenlage des PME-Signals solange, bis die Lissajousfigur wiederum in eine Gerade übergeht. Die mit dem Meßphasenschieber vorgenommene Phasenverschiebung ist die gesuchte Phasendifferenz zwischen PME-Signal und dem Photoleitungssignal.

Abb. 36 gibt die Gesamtansicht des PME-Meßplatzes wieder.

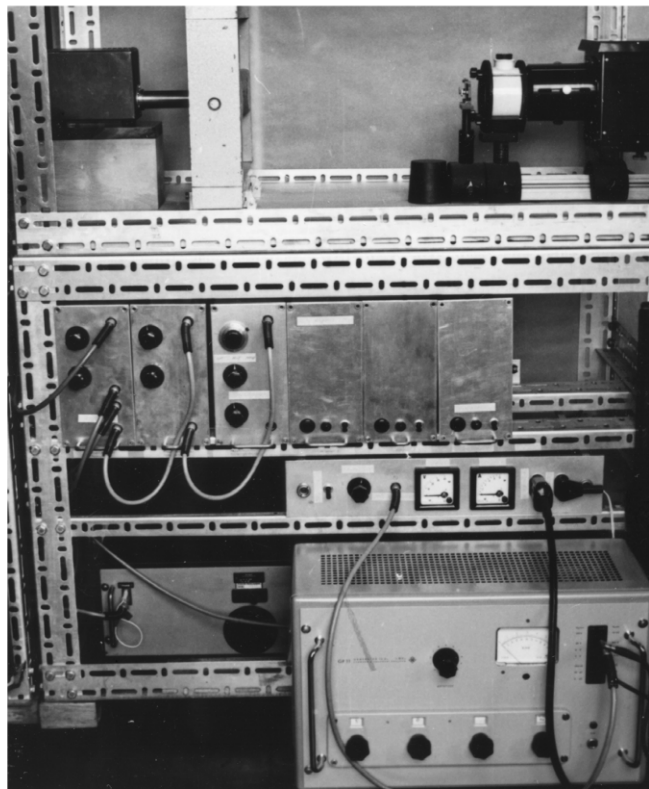


Abb. 36 Gesamtansicht des PME-Meßplatzes

## 6. Durchführung der Messungen und Messergebnisse

### a) allgemeine Ergebnisse

Für die Untersuchungen wurde n-leitendes Germanium mit einem spezifischen Widerstand von ca. 20 Ohm·cm bei 22 °C verwendet. Der spezifische Widerstand wurde nach der Methode von van der Pauw bestimmt und mit einer Vierspitzensonde die Homogenität geprüft. Entlang des Durchmessers der Plättchen schwankte der spezifische Widerstand um 5 % wogegen der Widerstand der einzelnen Plättchen um 4 % variierte. Die Berechnung der Ladungsträgerkonzentration erfolgte mit den von MAITA und MORIN [29] angegebenen Daten für die Intrinsic-Konzentration und die Beweglichkeiten.

Die ambipolare Diffusionslänge liegt gemäß Attest vom VEB Spurenmetalle Freiberg zwischen 2 und 3 mm. Kontrollmessungen mit dem PME-Meßplatz ergaben, daß die Diffusionslänge an den unbehandelten Proben über diesen Werten lag und sich bei der gleichen Behandlung wie beim Legieren nicht änderte. Für die benutzten Proben mit einer Dicke unter 200 µm wird das Verhältnis  $W/L < 0,1$  und es ergibt sich  $1 < \cosh(W/L) < 1,005$  und  $\sinh(W/L) < 0,1$ , d.h. die Voraussetzung für die Verwendung der im Abschnitt 4 für  $W/L \rightarrow 0$  abgeleiteten Formeln ist erfüllt.

Die Probendicke, der Abstand zwischen pn-Übergang und zu untersuchender Oberfläche, wurde an geätzten Querschliffen mit einem Meßmikroskop ermittelt. In Abb. 37 ist eine Mikrophotographie der Legierungsfront gezeigt, aus der der parallele Verlauf von pn-Übergang und Oberfläche (untere Kante) zu ersehen ist. Die mittlere Probendicke beträgt  $50 \mu\text{m} \pm 1 \mu\text{m}$  bei einem Durchmesser des pn-Übergangs von 12 mm.

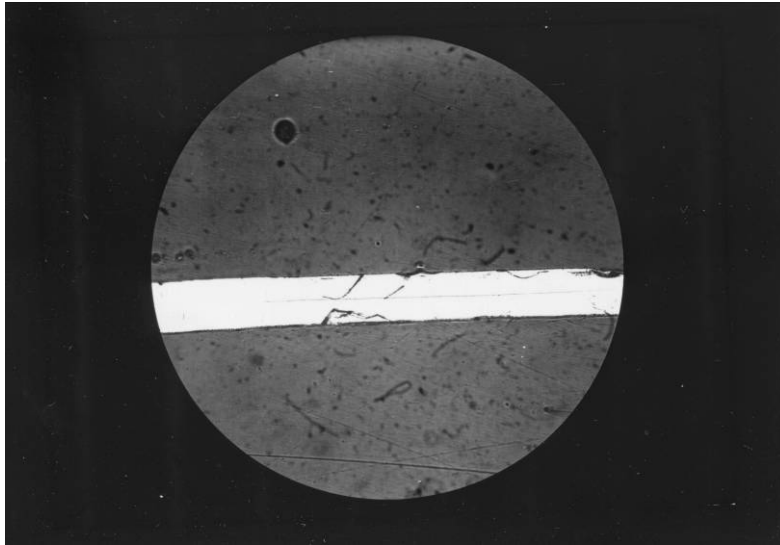


Abb. 37 Geätzter Querschliff des pn-Übergangs

b) Feldeffekt- und Sperrstrommessungen

Abb. 39 zeigt das Oszillogramm der Feldeffektkurven im Gleichgewicht (obere Kurve) und im Nichtgleichgewicht (untere Kurve) gemessen in Luft bei 6,8 °C an einer 97  $\mu\text{m}$

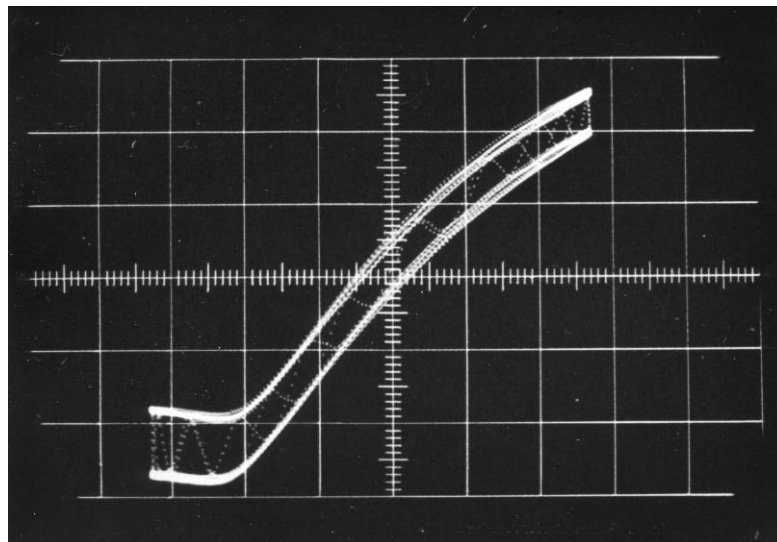


Abb. 38 Leitwertkurven mit Licht und ohne Licht

dicken Probe, deren Oberfläche drei Minuten in CP-4 geätzt und drei Wochen in Luft gelagert wurde. Abb. 39 gibt die Oszillogramme nach Influenz einer positiven Oberflächenladung wieder. Beide Kurven verlaufen im Bereich ausgeprägter

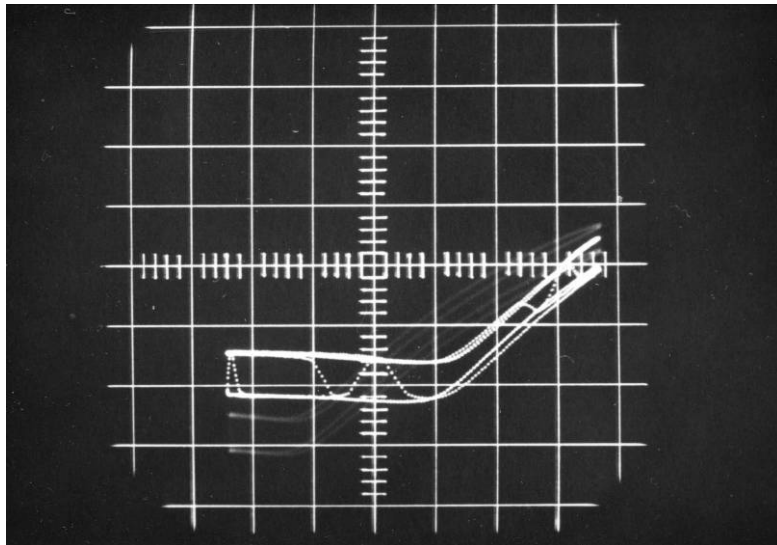


Abb. 39 Leitwertkurven mit und ohne Licht nach Influenz einer positiven Ladung

n-Leitung (rechter Kurventeil) und im Bereich ausgeprägter p-Leitung (linker Kurventeil) parallel. Der parallele Verlauf n-leitenden Äste ist in Abb. 40 durch die in Ab-

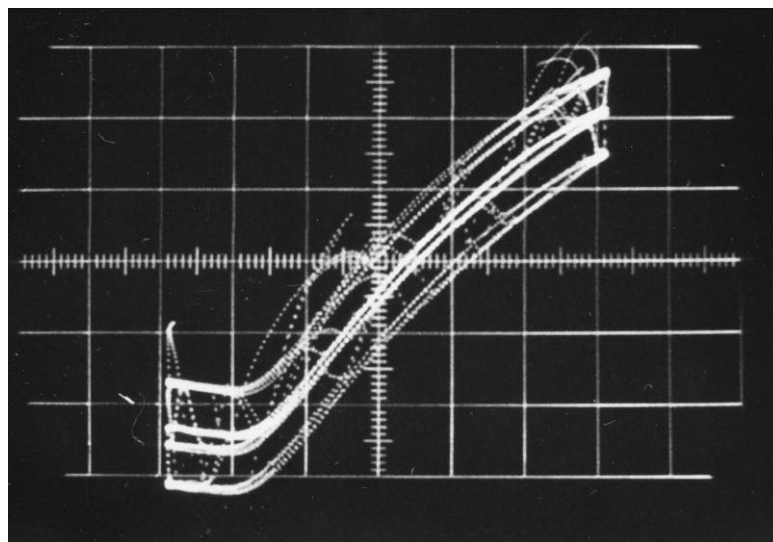


Abb. 40 Leitwertkurven mit und ohne Licht vertikal verschoben

schnitt 5 beschriebene elektronische Parallelverschiebung ebenso wie die Abnahme des minimalen Leitwertes deutlich zu erkennen. Das Oszillogramm der Sperrstromänderungen ist in Abb. 41 zu sehen. Die Verbreiterung des Leuchtflecks der Sperrstromkurve wird durch das überlagerte HF-Signal bewirkt.

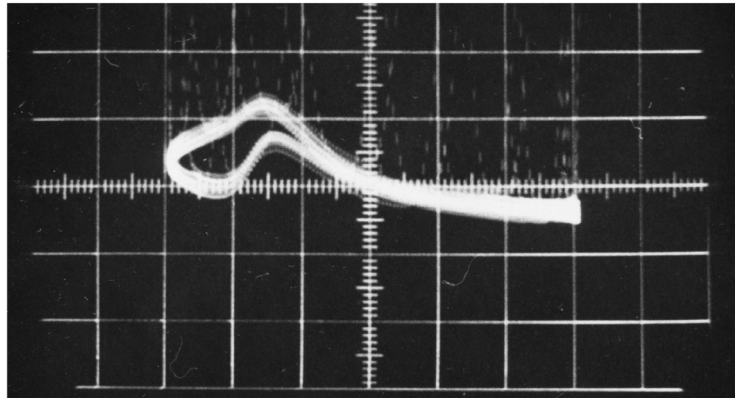


Abb. 41 Sperrstromkurve ohne Licht

In Abb. 42 sind die Leitwertänderungen als Funktion der influenzierten Ladung wiedergegeben. Wegen der geringen Probendicke und der niedrigen Minoritätsträgerkonzentration

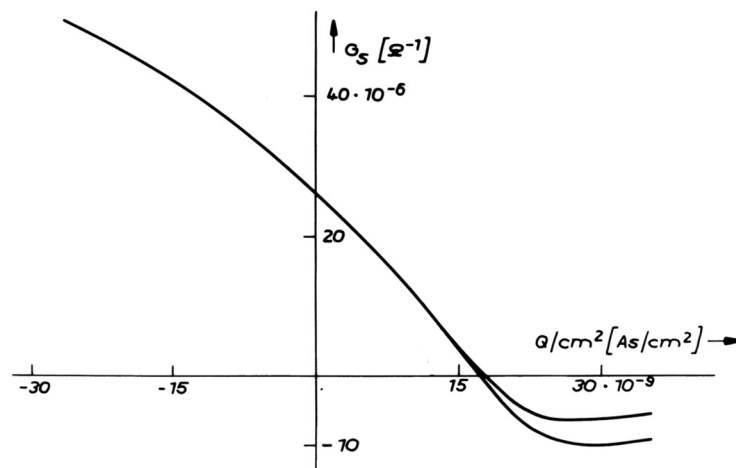


Abb. 42 Leitwertänderungen als Funktion der influenzierten Ladung

ist die Leitwertänderung der Probe infolge von Änderungen der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit nach (54) zu vernachlässigen.

Die Aufspaltung des Fermi-niveaus beträgt nach Abb. 17 im Minimum der Nichtgleichgewichtskurve  $q\delta\phi = -4,2 \text{ kT} \pm 0,15 \text{ kT}$ . Dem entspricht nach (50) eine Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit  $s = 75 \text{ cm/s}$ . Aus den Sperrstromänderungen infolge influenzierter Ladungen, aus denen sich nur Änderungen von  $s$  ergeben, folgt statt dessen, daß  $s$  mindestens  $88 \text{ cm/s}$  betragen müsste, damit keine negativen Werte von  $s$  auftreten. Diesen zu großen Wert täuscht der im Abschnitt 2 erwähnte Sperrstromanstieg bei zunehmender p-Leitung der Oberfläche vor. Deshalb wurde der niedrigste Wert von  $s$  gleich null gesetzt. Abb.43 zeigt den so ermittelten Verlauf von  $s$  als Funktion der influenzierten Ladung. Die

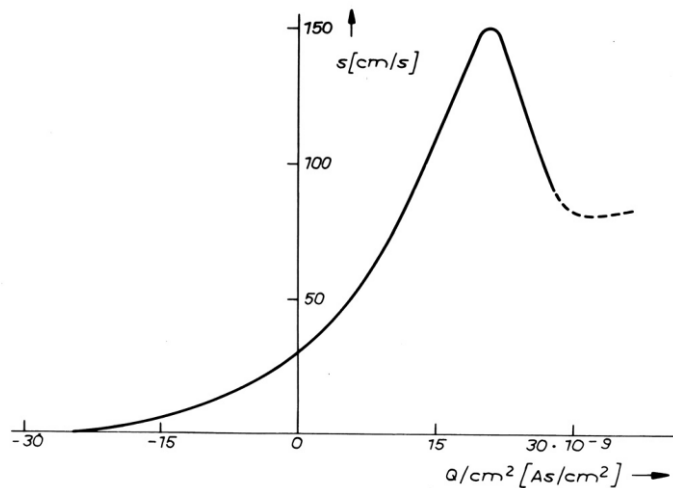


Abb. 43 Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als Funktion der influenzierten Ladung

maximale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beträgt danach  $s_{\text{max}} = 150 \text{ cm/s} \pm 7 \text{ cm/s}$ . Die Berechnung von  $s$  aus der Sperrstromänderung bei Belichtung ergibt

$$s_{\max} = \frac{50,92 \cdot \text{cm}^2 \text{s}^{-1}}{9,7 \cdot 10^{-3} \text{cm}} \left( \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot \text{As} \cdot 7,5 \cdot 10^{11} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot 50,92 \cdot \text{cm}^2 \text{s}^{-1}}{5,87 \cdot 10^{-4} \text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot 9,7 \cdot 10^{-3} \text{cm}} - 1 \right) =$$
$$= 400 \frac{\text{cm}}{\text{s}} \pm 280 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

Da  $s_{\max}$  aus der Differenz zweier großer Zahlen bestimmt wird, beträgt der Fehler 70 %. Innerhalb ihrer Fehlergrenzen stimmen beide Werte überein.

Abb. 44 zeigt das Oszillogramm der Feldeffektkurven ebenfalls gemessen bei 6,8 °C in trockener Luft an einer 50 µm

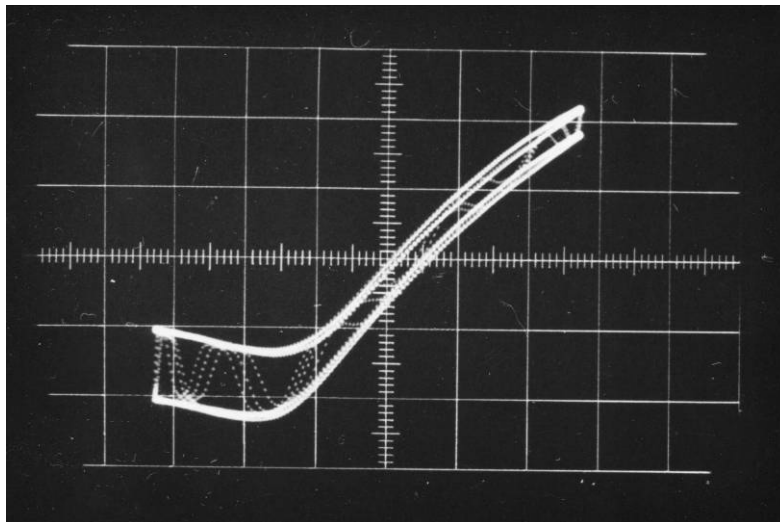


Abb. 44 Leitwertkurven mit und ohne Licht

dicken Probe, die in derselben Weise vorbehandelt wurde, wie die zuvor erwähnte. Abb. 45 gibt den Kurvenverlauf nach Influenz einer positiven Ladung wieder. Wiederum verlaufen beide Kurven im Bereich ausgeprägter n-Leitung und ausgeprägter p-Leitung parallel, wie es in Abb. 46 für die n-

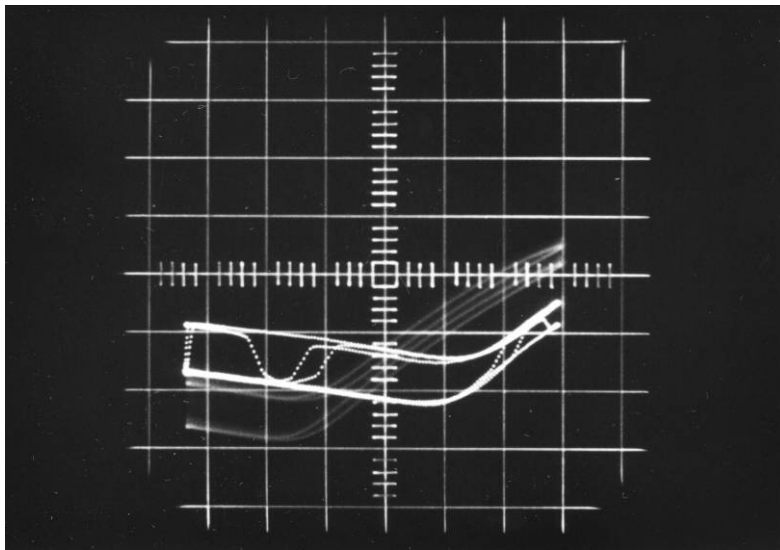


Abb. 45 Leitwertkurven mit und ohne Licht nach Influenz einer positiven Ladung

leitenden Äste durch die Parallelverschiebung verdeutlicht ist. Die Abnahme des minimalen Leitwerts ist höher als in Abb. 40. Ferner ist deutlich zu erkennen, daß der Kurvenanstieg der unteren Nichtgleichgewichtskurve auf dem n-leitenden Ast nahe dem Minimum größer ist als der Anstieg

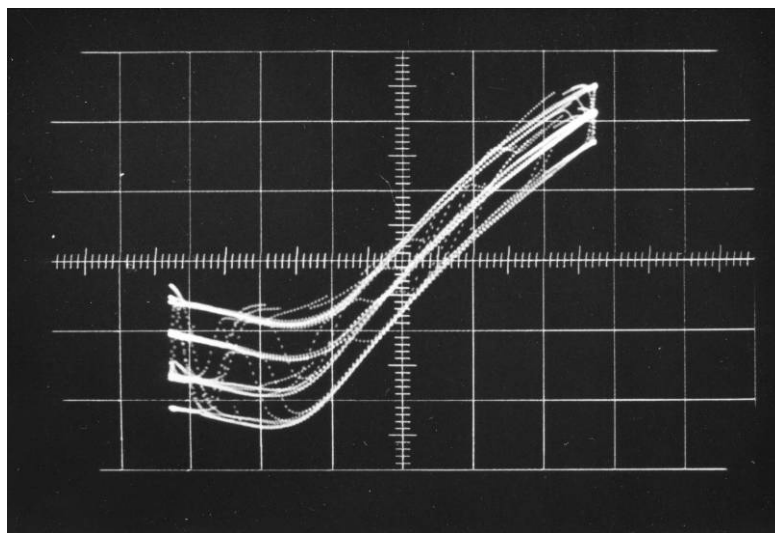


Abb. 46 Leitwertkurven mit und ohne Licht vertikal verschoben



der oberen Gleichgewichtskurve, was entsprechend Abb. 12 eine Folge der Termumladungen ist. Die Sperrstromänderung ist in Abb. 47 zu sehen.

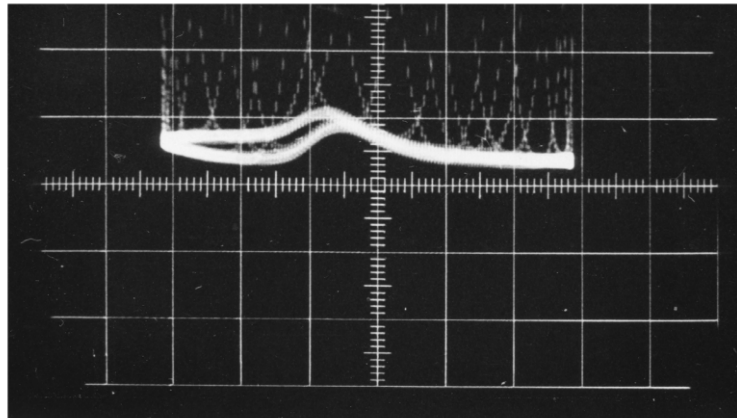


Abb. 47 Sperrstromkurve ohne Licht

In Abb. 48 sind die Leitwertkurven über der influenzierten Ladung aufgetragen. Im Minimum der Nichtgleichgewichtskurve

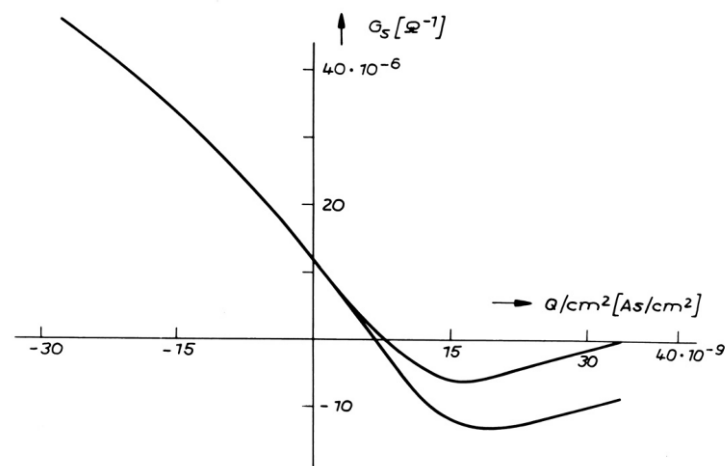


Abb. 48 Leitwertänderung als Funktion der influenzierten Ladung

beträgt die Aufspaltung des Fermi-niveaus  $q\delta\phi = -10,1 \text{ kT} \pm 0,4 \text{ kT}$  und demzufolge  $s = 0,5 \text{ cm/s}$ . Aus der

Sperrstromänderung allein ohne Berücksichtigung des Sperrstromanstiegs bei p-leitender Oberfläche folgt  $s \geq 77 \text{ cm/s}$ . Wiederum wurde der niedrigste Wert von  $s$  gleich null gesetzt, zumal sich  $s$  bei ausgeprägt n-leitender Oberfläche nicht mehr nachweisbar ändert. Ab. 49 zeigt den Verlauf

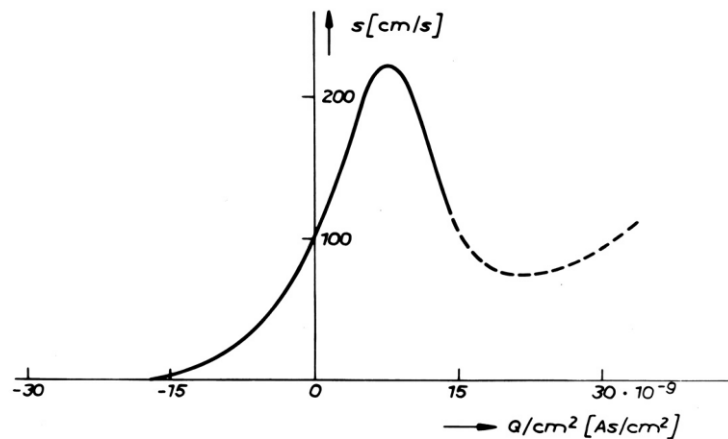


Abb. 49 Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als Funktion der influenzierten Ladung

von  $s$  als Funktion der influenzierten Ladung. Die maximale Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beträgt  $s_{\max} = 220 \text{ cm/s} \pm 10 \text{ cm/s}$ . Der aus der Sperrstromänderung bei Belichtung berechnete Wert

$$s_{\max} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19} \cdot A s \cdot 0,75 \cdot 10^{12} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot (50,92 \cdot \text{cm}^2 \text{s}^{-1})^2}{0,802 \cdot 10^{-3} A \text{cm}^2 \cdot 25 \cdot 10^{-6} \text{cm}^2} - \frac{50,92 \cdot \text{cm}^2 \text{s}^{-1}}{5 \cdot 10^{-1} \text{cm}} = 5350 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

ist viel zu groß. Da die Summanden über  $10^4 \text{ cm/s}$  betragen, wirken sich die eingehenden Fehler zu stark aus.

Abb. 50 zeigt als weiteres Beispiel das Oszillogramm der

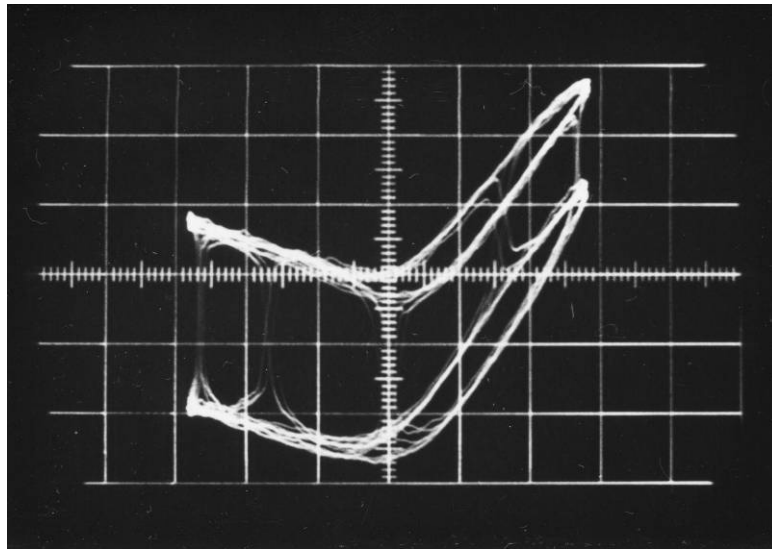


Abb. 50 Leitwertkurve mit und ohne Licht

Feldeffektkurven an der letzten Probe gemessen, die aber nach der Vorschrift von FRANKL [30] 1 min in HF (40%) gelegt und in deionisiertem Wasser gespült wurde. Danach ist sie 1 min KOH (5%) bei 90°C ausgesetzt, wieder mit deionisiertem Wasser und anschließend 15 s in einer  $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$ -Lösung (1 ppm) gespült worden. Durch die Behandlung werden Kupferatome als Störstellen an der Oberfläche eingebaut. Die Messungen erfolgten ebenfalls bei 6,8°C in trockener Luft. Der Anstieg der unteren Feldeffektkurve auf dem n-leitenden Ast ist größer als der der oberen Gleichgewichtskurve. Die Sperrstromkurve, Abb. 51, lässt kein Maximum erkennen.

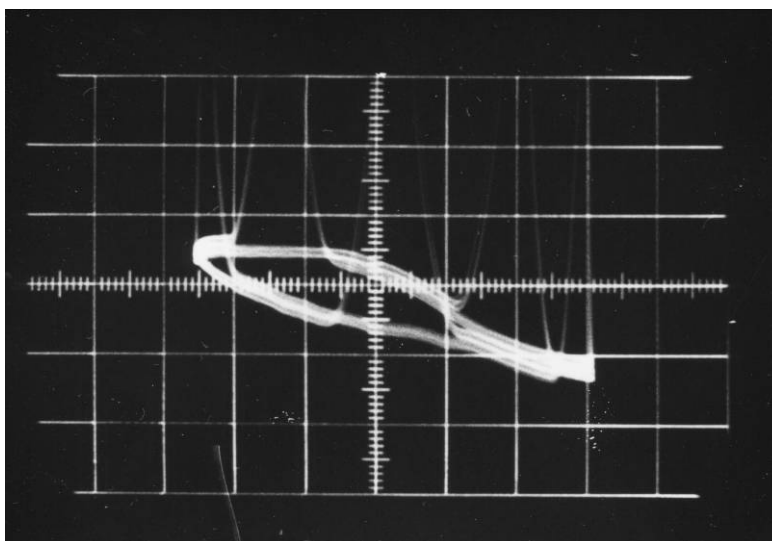


Abb. 51 Sperrstromkurve ohne Licht

Die Leitwertänderungen sind in Abb. 52 über der influenzierten Ladung aufgetragen. Die Aufspaltung des Fermi-niveaus

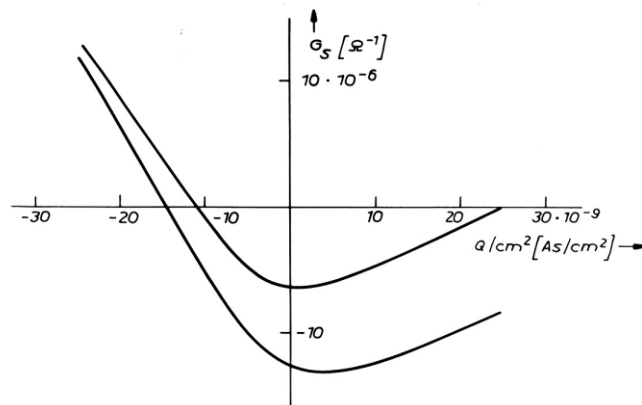


Abb. 52 Leitwertänderung als Funktion der influenzierten Ladung

ist größer als -9,5 kT. Sie mußte mit einer zusätzlichen Messung bei negativer influenzierter Ladung ermittelt werden, da in Abb. 52 der parallele Verlauf der n-leitenden Äste noch nicht erreicht ist.

### c) Sperrstromrelaxationen

Bei einer Vergrößerung der positiven Ladung in der Raumladungsrandschicht, wie sie bei Influenz einer positiven Ladung oder Belichtung der Oberfläche eintritt, zeigte sich eine Verbreiterung der Sperrstromkurven und eine Verschiebung des Sperrstrommaximums gegen das Leitwertminimum.

In Abb. 53 ist das Oszillogramm der Feldeffektkurven und in Abb. 54 die zugehörige Sperrstromkurve zu sehen. Die Abb. 55 und 56 geben die gleichen Kurven eine halbe Sekunde nach Beginn der Influenz einer positiven Ladung wieder. In Abb. 57

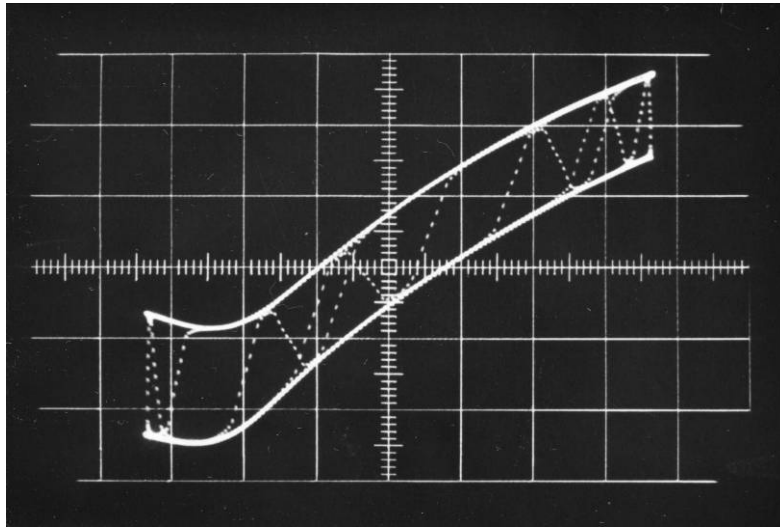


Abb. 53 Leitwertkurven mit und ohne Licht

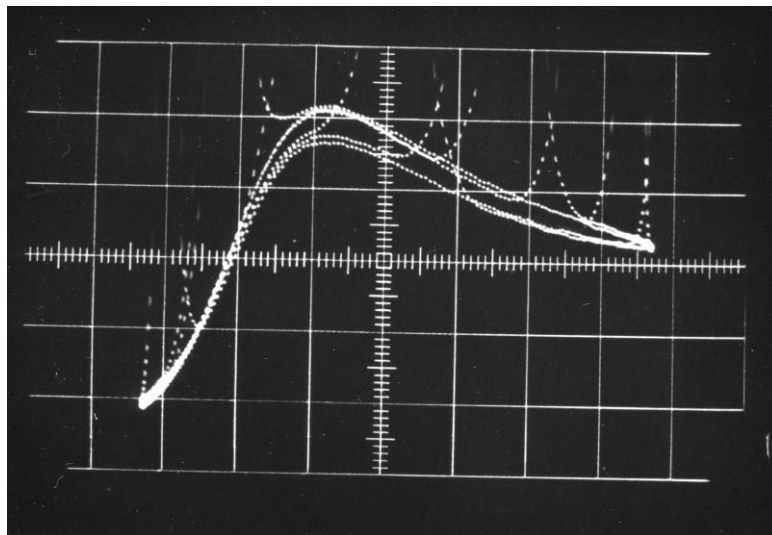


Abb. 54 Sperrstromkurve ohne Licht

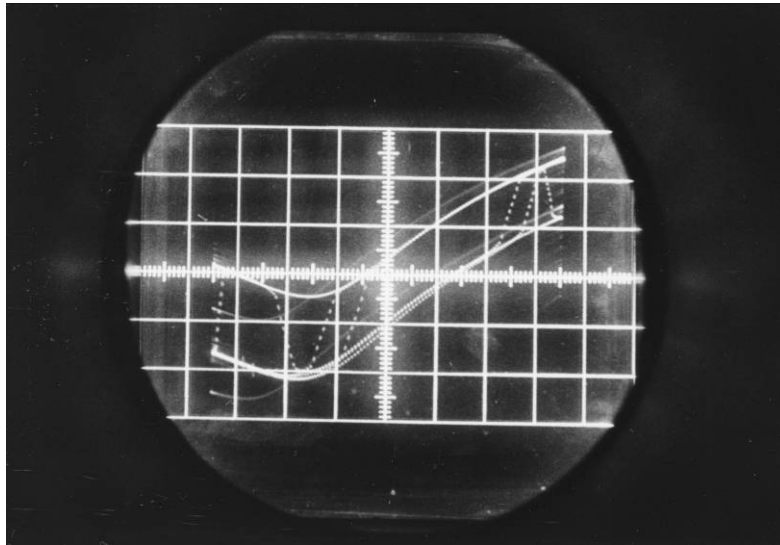


Abb. 55 Leitwertkurven mit und ohne Licht nach Influenz einer positiven Ladung

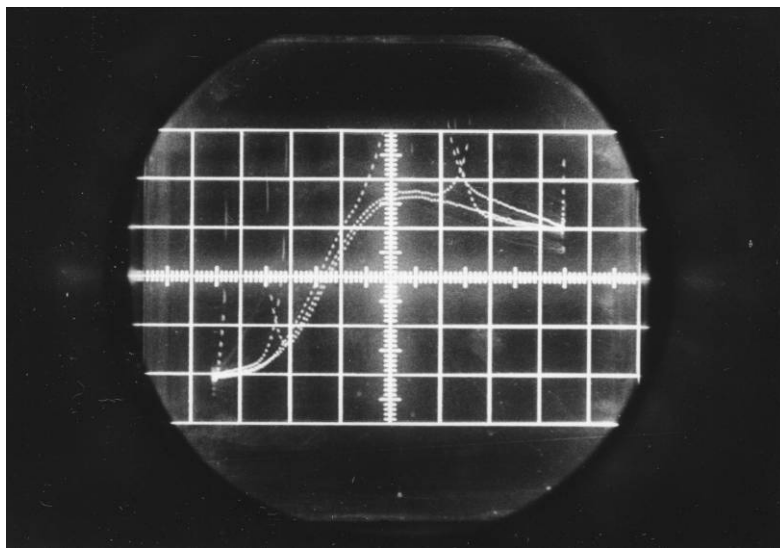


Abb. 56 Sperrstromkurve ohne Licht nach Influenz einer positiven Ladung

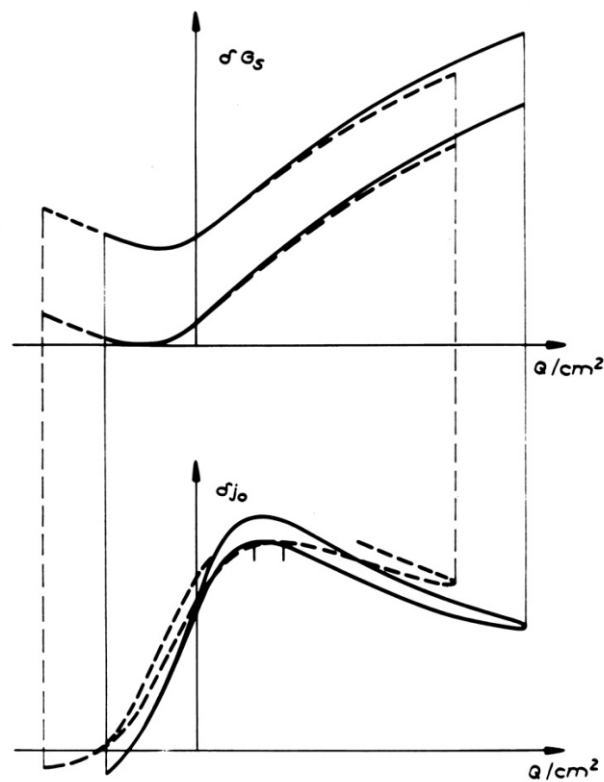


Abb. 57 Vergleich der Leitwertkurven aus Abb. 53 und Abb. 55 mit den Sperrstromkurven aus Abb. 54 und Abb. 56

sind die Feldeffektkurven aus Abb. 53 und Abb. 55 so eingezeichnet, daß die Minima zusammenfallen, und darunter die Sperrstromkurven aus Abb. 54 und Abb. 56. Man erkennt deutlich die Verschiebung des Maximums und die Verbreiterung der Sperrstromkurve.

In Abb. 58 und Abb. 59 sind die Filmaufnahmen einiger Phasen

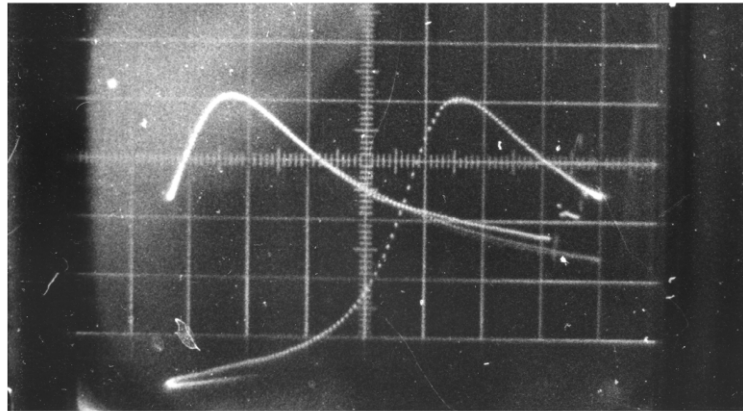


Abb. 58 Sperrstromkurve vor (linkes Maximum) und nach Influenz einer positiven Ladung (rechtes Maximum)



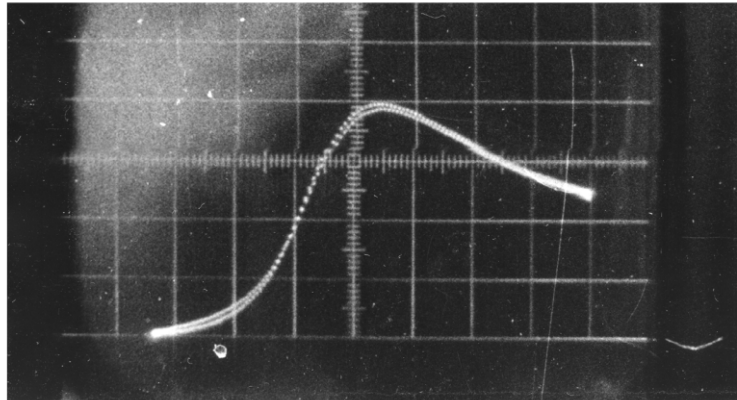


Abb. 59 Sperrstromkurve ca. 0,5 s nach Influenz einer positiven Ladung

der Relaxation der Sperrstromkurven nach Influenz einer positiven Ladung wiedergegeben. Die Abb. 58 zeigt die ursprüngliche Kurve (linkes Maximum) und die Kurve unmittelbar nach Influenz einer positiven Ladung (rechtes Maximum) und Abb. 59 die Sperrstromkurve ca. eine halbe Sekunde nach Beginn der Influenz. Die drei Phasen sind in Abb. 60 so eingezeichnet, daß ihre Maxima zusammenfallen. Kurve 1 ist die

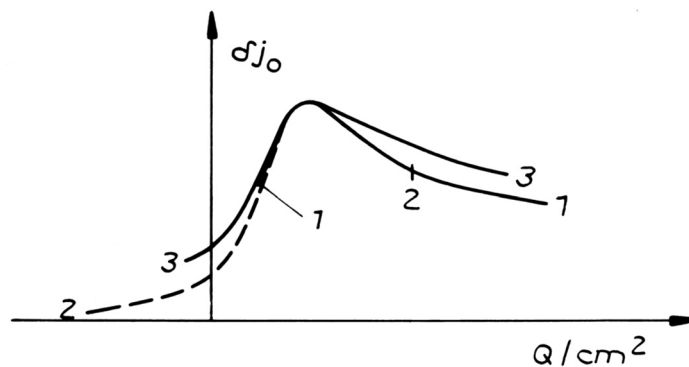


Abb. 60 Vergleich der Sperrstromkurven aus Abb. 58 und Abb. 59

ursprüngliche Kurve, Kurve 2 die, die unmittelbar nach Influenz der positiven Ladung, und Kurve 3 die ca. eine

halbe Sekunde danach auftritt. Man erkennt, daß die Sperrstromkurve zu Beginn des Relaxationsprozesses die ursprüngliche Breite hat und erst im Verlauf der Relaxation breiter wird. Nach Ablauf der Relaxation hat sie wieder die ursprüngliche Form. Eine Änderung des Wertes von  $s_{\max}$  ebenso wie Temperaturänderungen waren nicht nachweisbar. Diese Relaxationen wurden an vier Proben beobachtet.

Um den gleichen Einfluß der Belichtung zu zeigen, sind die Feldeffektkurve im Nichtgleichgewicht und die seitenverkehrte Sperrstromkurve in Abb. 61 unmittelbar nach Belichtung und in Abb. 62 nach Ablauf von weiteren 10 s wiederge-

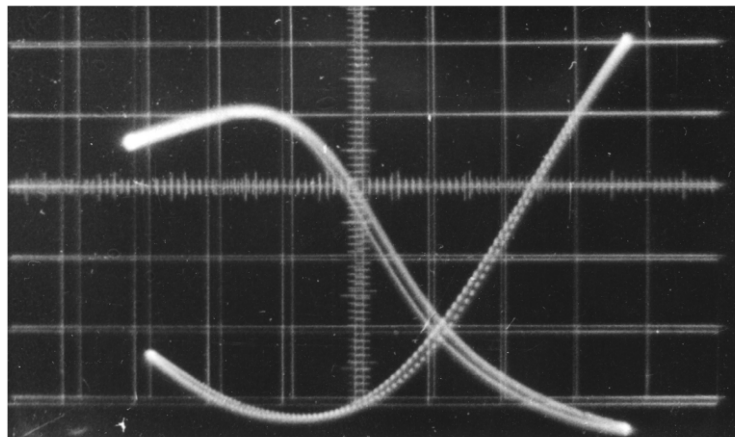


Abb. 61 Leitwertkurve und seitenverkehrte Sperrstromkurve unmittelbar nach Belichtung

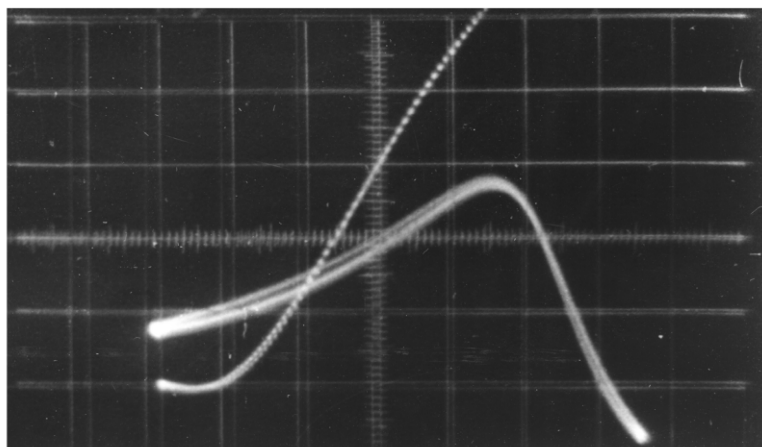


Abb. 62 Leitwertkurve und seitenverkehrte Sperrstromkurve ca. 10 s nach Beendigung der Belichtung

geben. In Abb. 63 sind beide Sperrstromkurven noch einmal

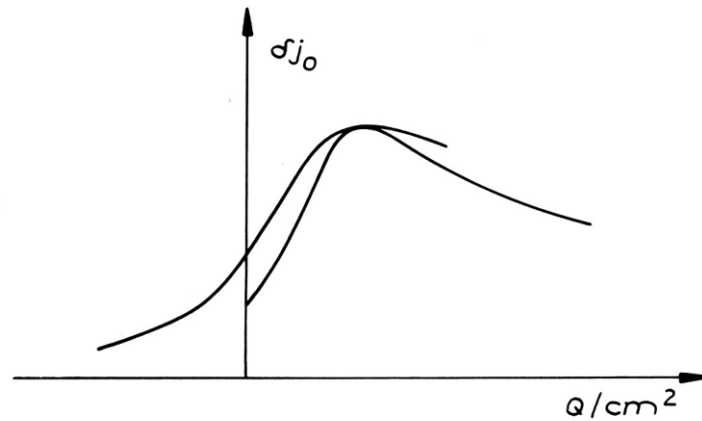


Abb. 63 Vergleich der Sperrstromkurven von Abb. 61 und Abb. 62

gegenübergestellt. Bei Belichtung tritt die Kurvenverbreiterung und die Verschiebung der Maxima wesentlich deutlicher auf.

Die Verbreiterung und Verschiebung sind reversibel und lassen sich beliebig oft wiederholen.

Der beschriebene Effekt wird auch durch die Adsorption von Sauerstoff hervorgerufen.

## 7. Diskussion und Auswertung der Meßergebnisse

### Sperrstromrelaxationen

Eine Verbreiterung der Sperrstromkurve und eine Verschiebung des Maximums kann nach (20) und Abb. 2 durch eine Vergrößerung von  $-\delta\phi$  hervorgerufen werden. Dazu wäre aber ein Abnahme der Trägerkonzentration an der Oberfläche notwendig, was nach (50) gleichbedeutend mit einer Abnahme der Oberflächenrekombinations-geschwindigkeit ist, die nicht beobachtet wurde und für die es nach Formel (20) keine Erklärung gäbe. Weiterhin könnte die Kurvenverbreiterung mit einer Änderung des Energieniveaus des Rekombinationsterms gedeutet werden. Dann müsste die maximale Oberflächenrekombinations-geschwindigkeit wiederum abnehmen, ohne daß eine Verschiebung des Maximums auftritt.

Dagegen lassen sich die Verbreiterung der Kurve und die Verschiebung des Maximums durch Änderung von  $C_p/C_n$  erklären. Eine Vergrößerung von  $C_p/C_n$ , wie sie der beobachteten Verschiebung des Maximums in Richtung n-leitender Oberfläche entspricht, und demzufolge eine Vergrößerung von  $q\phi_0 = (kT/2) \ln(C_p/C_n)$  bewirkt bei  $E_t - E_i \leq q\phi_0$ , daß  $\cosh(E_t - E_i - q\phi_0)/kT$  zunimmt. Damit  $s_{\max}$  nicht abnimmt, muß nach (20) auch  $(C_p/C_n)^{1/2}$  steigen.

Nach (20) und (21) wird die Breite der Sperrstromkurve durch den Term  $\cosh(E_t - E_i - q\phi_0)/kT$  bestimmt. Da  $\cosh$  eine gerade Funktion ist, läßt sich über das Vorzeichen des Arguments nichts aussagen. Im Falle  $|E_t - E_i - q\phi_0| \gg q\delta\phi(\ln 2)/2$  ergeben sich mit der Halbwertsbreite  $B$  für  $E_t$  die beiden Werte

$$E_t = E_i + q\phi_0 \pm (B + q\delta\phi)/2 \quad (71)$$

(Nach den ebenfalls möglichen Gleichungen  $E_t = E_i + q\phi_0 \pm (B - q\delta\phi)/2$  müßte  $B$  mit  $q\delta\phi$  zunehmen, im Widerspruch zum Verhalten der Kurve entsprechend (20).)

Durch die aus der Sperrstromrelaxation folgende Bedingung

$$E_t < E_i + q\phi_0 \quad (72)$$

wird jetzt die Bestimmung des Energieniveaus eindeutig.

Für  $|E_t - E_i - q\phi_0| \gg kT$  und  $E_t - E_i - q\phi_0 < 0$  kann man näherungsweise  $\cosh(E_t - E_i - q\phi_0)/kT$  durch  $\frac{1}{2} \exp(-E_t + E_i + q\phi_0)/kT$  ersetzen. Es gilt dann nach (21)

$$s_{\max} \propto \frac{(C_p C_n)^{1/2}}{e^{(E_i - E_t)/kT} e^{\frac{1}{2} \ln\left(\frac{C_p}{C_n}\right)} + 2} \approx \frac{C_n}{e^{(E_i - E_t)/kT}} \quad (73)$$

Bei Zunahme von  $C_p/C_n$  bleibt  $s_{\max}$  konstant, wenn sich nicht  $C_n$  sondern nur  $C_p$  ändert. Das bedeutet, im Verlauf der beobachteten Relaxation der Sperrstromkurven steigt  $C_p$ .

Die Zunahme des Wertes  $C_p/C_n$  wird erst nach einem Zeitverlauf von der Größenordnung einer Sekunde nach der Influenz einer positiven Oberflächenladung, also während der Umladung der langsamen Terme, beobachtet. Demzufolge besteht eine Beeinflussung des Rekombinationsprozesses durch die langsamen Terme, an dem entsprechend dem Modell von SHOCKLEY und READ [3] nur die schnellen Terme beteiligt sind. Eine mögliche Wechselwirkung beider Termarten, die zu einer Veränderung der Energieniveaus der schnellen Terme führt, nahm bereits RSHANOW [31] zur Deutung seiner Messungen an.

Nach dem Modell des Ladungsträgeraustausches zwischen Halbleiter und Oxidschicht von KOC [32] kommt es in der Anfangsphase des Relaxationsprozesses, während derer die Zunahme von  $C_p/C_n$  beobachtet wird, durch Diffusion negativer Ladungen aus dem Oxid zu einer Abnahme der negativen Ladungsdichte in dem Bereich der Oxidschicht, der an den Halbleiter angrenzt. Diese Abnahme der Ladungsdichte verringert sich mit der Verteilung der Ladungsänderung auf die gesamte

Oxidschicht. In Abb. 64 ist nach KOC die negative Ladungs-

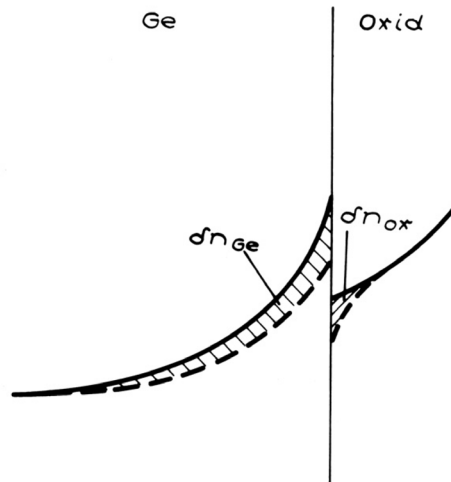


Abb. 64 Ladungsdichte im Halbleiter und im Oxid vor Influenz (ausgezogene Linien) und im Verlauf der Diffusion der influenzierten Ladungsträger im Oxid (gestrichelte Linien)

dichte in der Oxidschicht vor Influenz einer positiven Ladung in der Raumladungsrandschicht und im Verlauf der Diffusion dargestellt.

Entsprechend tritt bei Belichtung oder Adsorption von Sauerstoff mit Erhöhung der positiven Ladung in der Raumladungsrandschicht eine Abnahme der negativen Ladung im Oxid ein.

Eine Erklärung für die Zunahme von  $C_p/C_n$  wäre folgende:

Durch Abnahme der negativen Ladung in der Oxidschicht steigt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Leitungsband- und Valenzbandelektronen an der Grenzfläche Halbleiter-Oxid und die Wahrscheinlichkeit des Übergangs ins Valenzband für Elektronen, die an der Oberfläche lokalisiert sind, nimmt zu.

Die geringe Änderung von  $C_n$  kann dadurch erklärt werden, daß die Amplitude der Wellenfunktion der Leitungsband-Elektronen bei Erniedrigung der Potentialschwelle im Oxid nur unwesentlich

beeinflusst wird und schon bei der ursprünglichen Höhe der Potentialschwelle weit in das Oxid eindringt.

Weiterhin ist es auch wie FLIETNER vorschlug möglich, die Änderung von  $C_p/C_n$  durch eine räumliche Verschiebung der Rekombinationsstörstellen im Oxid, die mit der Dichteänderung der Ladungsträger einhergeht, zu erklären.

Gemäß dieser Erweiterung des Rekombinationsmodells sind  $C_p$  und  $C_n$  keine Daten der Terme allein, sondern Daten der Terme und des Zustands der Oberfläche!

Es sei noch bemerkt, daß die in Abb. 57 sichtbare sehr geringe Verbreiterung der Feldeffektkurven nach Influenz einer positiven Ladung einmal durch Änderung der Kapazität des Feldkondensators infolge elektrostatischer Kräfte, zum anderen aber auch durch die von RSHANOW [31], LITOWTSCHENKO und LJASCHENKO [33] sowie MARGONINSKI [34] beobachtete Erhöhung der Termkonzentration, die durch elektrische Felder hervorgerufen wird, erklärt werden kann. Im vorliegenden Fall ist dieser Effekt unbedeutend.

#### b) Feldeffekt- und Sperrstrommessungen

Aus dem parallelen Verlauf der Leitwertkurven in Bereich einer ausgeprägten Akkumulations- oder Inversionsrandschicht auch bei unterschiedlicher Aufspaltung des Fermi-niveaus ergibt sich nach Abschnitt 4c und Abb. 12, daß für die Terme im oberen Teil der verbotenen Zone

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{2(E_i - E_t)/kT}$$

und für Terme im unteren Teil der verbotenen Zone

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{2(E_i - E_t)/kT}$$

gilt.

In Abb. 65 und Abb. 66 sind die gemessenen, für CP-4 geätzte Oberflächen typischen Leitwertkurven im Gleichgewicht

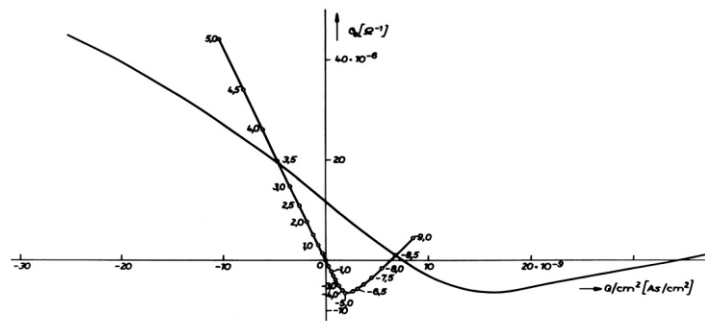


Abb. 65 Theoretische und experimentelle Leitwertkurve im Gleichgewicht

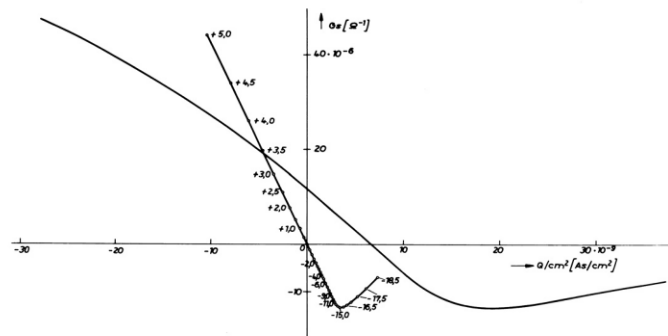


Abb. 66 Theoretische und experimentelle Leitwertkurven im Nichtgleichgewicht

und Nichtgleichgewichtszustand aus Abb. 48 zusammen mit den theoretischen Leitwertkurven gezeigt. Die theoretische Leitwertkurve für den Nichtgleichgewichtszustand in Abb. 66 ist für eine Aufspaltung des Fermi-niveaus  $q\delta\phi = -10$  kT berechnet. Im vorliegenden Fall sind im Bereich positiver Bandverbiegungen die Abweichungen der theoretischen Werte von Ladung und Leitfähigkeit als Funktion der Bandverbiegung



für das Gleichgewicht und für eine Aufspaltung des Ferminiveaus von  $q\delta\phi = -10$   $kT$  sowie aller dazwischen liegenden Werte von  $\delta\phi$  kleiner als 0,5 %. Für negative Bandverbiegungen sind diese Werte solange zu vernachlässigen, wie sich die theoretischen Leitwertkurven als Funktion der Raumladung decken. Dadurch vereinfacht sich die in Abschnitt 4 b erläuterte Termanalyse erheblich, da statt einer Schar von theoretischen Kurven nur die theoretische Kurve für den Gleichgewichtszustand und für die größte Abweichung vom Gleichgewicht benötigt werden.

In Abb. 67 ist die Ladung in den schnellen Termen als Funktion der Bandverbiegung (durch Punkte) für das Gleichgewicht dargestellt. Abb. 68 zeigt die Ladung in den schnellen Termen

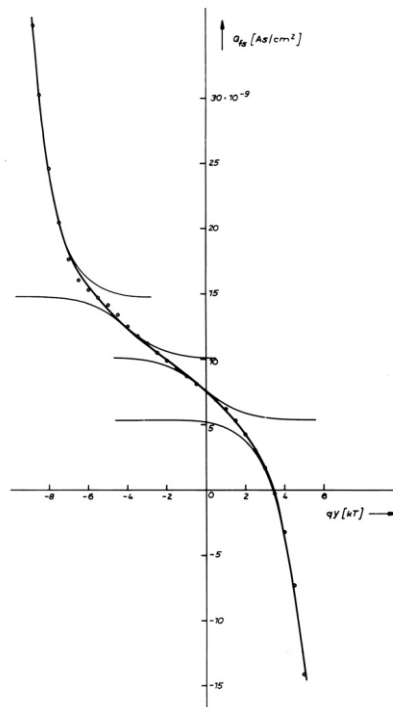


Abb. 67 Ladung in den schnellen Termen als Funktion der Bandverbiegung im Gleichgewicht (Punkte), Fermiverteilungen der einzelnen Terme (schwache Linien) und Summe der Fermiverteilungen (starke Linie)

als Funktion der Bandverbiegung für den Nichtgleichgewichtszustand (als Punkte) und noch einmal zum Vergleich die Kurve für das Gleichgewicht (als gestrichelte Linie). In beiden Darstellungen unterscheidet sich die Bandverbiegung

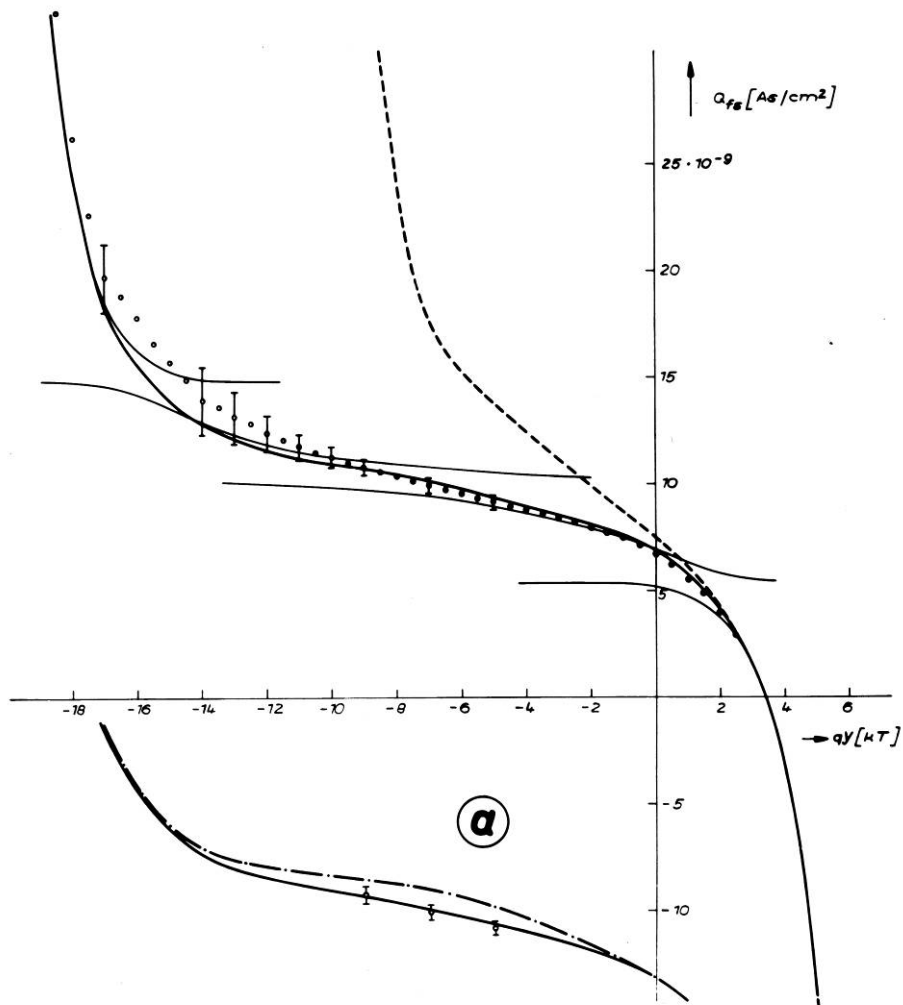


Abb. 68 Ladung in den schnellen Termen als Funktion der Bandverbiegung im Nichtgleichgewicht (Punkte), Termbesetzungen (schwache Linien) und Summe der Termbesetzungen (starke Linien); Ladung in den schnellen Termen im Gleichgewicht (starke gestrichelte Linie)

a) Vergleich der Meßpunkte mit der Summe der Termbesetzungen entsprechend der gestrichelten Geraden in Abb. 72 (Linie) und gemäß dem Verlauf der Punkte in Abb. 72 (Strich-Punkt-Linie)

vom Fermi-niveau bzw. Quasifermi-niveau der Elektronen bis auf Abweichungen von  $1/100 \text{ } kT$  um die gleiche Konstante. Dem steileren Anstieg der Nichtgleichgewicht-Feldeffekt-kurve auf dem n-leitenden Ast nahe dem Minimum und der größeren Bandverbiegungsänderung bei gleicher Leitwertänderung entspricht der flachere Verlauf der Ladungsänderung im Bereich negativer Bandverbiegungen.

In Abb. 69 ist die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als Funktion von  $\phi_{ps} = \phi_{ns} - \delta\phi$  wiedergegeben. Im Bereich

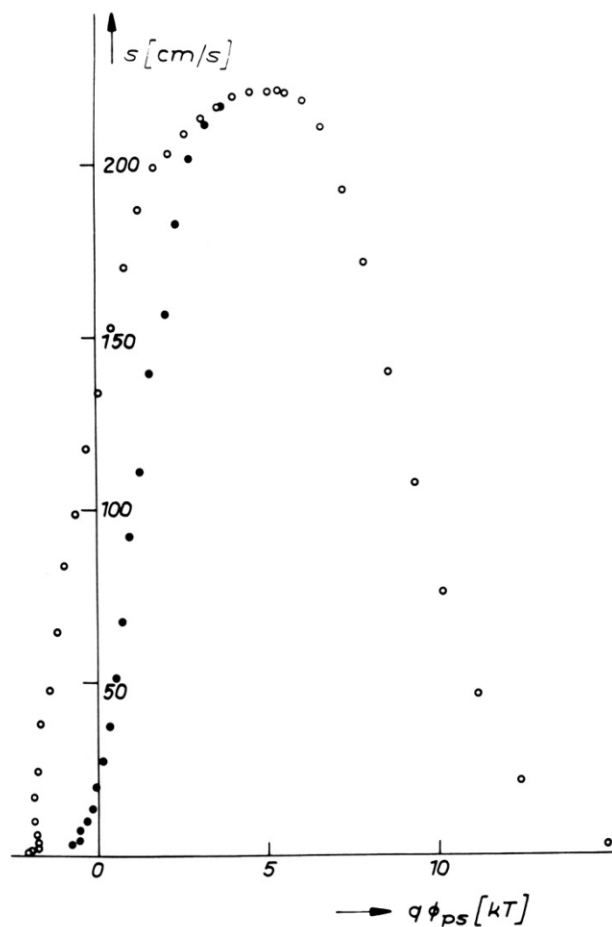


Abb. 69 Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als Funktion von  $\phi_{ps}$

des erneuten Sperrstromanstiegs bei negativen Bandverbiegungen mußte  $s$  mit Hilfe der Leitwertabnahme der Feldeffekt-kurven ermittelt werden. Zwischen dem Leitwertminimum der Nichtgleichgewichtskurve, dem  $s = 0,5 \text{ cm/s}$  entspricht, und dem Maximum der Sperrstromkurve wurde statt der nicht er-

mittelbaren Lage der Leitwertminima der Feldeffektkurven für kleine Aufspaltungen  $\delta\phi$  angenommen, daß der jeweils gemessene Leitwert dem eines Leitwertminimums gleich ist. Mit Hilfe des Diagramms in Abb. 17 und (50) wurde  $s$  berechnet (leere Kreise). Da daß Minimum tiefere als jeder andere Leitwert liegt, werden demzufolge die tatsächlichen Aufspaltungen des Fermi-niveaus größer und  $s$  kleiner als die erhaltenen Werte sein.

Die Aufspaltung des Fermi-niveaus für Bandverbiegungen kleiner  $qY_{Gmin} = -15$  kT ist wegen des parallelen Verlaufs der p-leitenden Äste ebenfalls -10 kT.

In Abb. 70 ist noch einmal die Ladung in den schnellen Termen, aber diesmal als Funktion von  $\phi_{ps}$  aufgetragen (ausge-

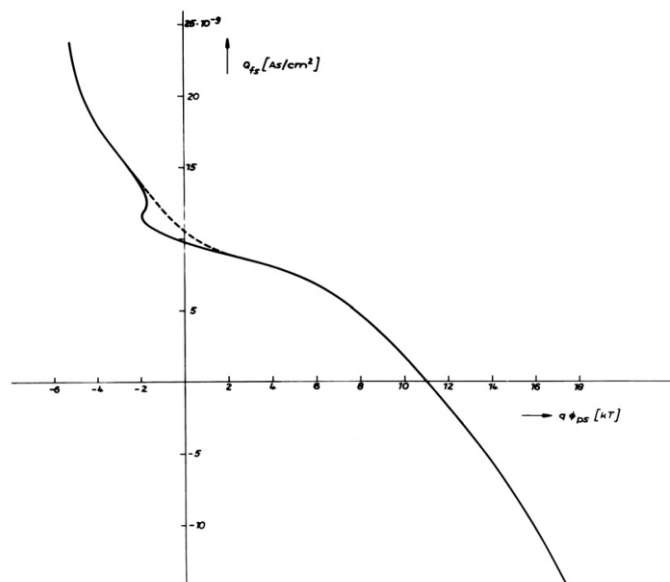


Abb. 70 Ladung in den schnellen Termen als Funktion von  $\phi_{ps}$  (siehe Text)

gezogene Linie), wobei  $\delta\phi$  aus  $s$  berechnet wurde. Dem Verlauf der Kurve nach wären bei  $q\phi_{ps} \approx -1,9$  kT drei verschiedene Term-ladungen möglich, im Widerspruch zu der stets monotonen Abhängigkeit der Besetzungs-funktionen von  $\phi_{ns}$  und  $\phi_{ps}$ . Dieser Verlauf kommt durch die zu grob interpolierten Werte von  $s$  zustande. Bei einer monotonen Änderung der Term-ladung als Funktion von  $\phi_{ps}$ , wie sie dem Verlauf der gestrichelten Linie entspricht, ergeben sich für  $s$  die in Abb. 69 (als

volle Kreise) eingezeichneten Werte für  $s$ .

Die Approximation des gemessenen Verlaufs von  $s(\phi_{ps})/s_{max}$ , Abb. 71, durch eine theoretische Kurve gemäß Formel (20)

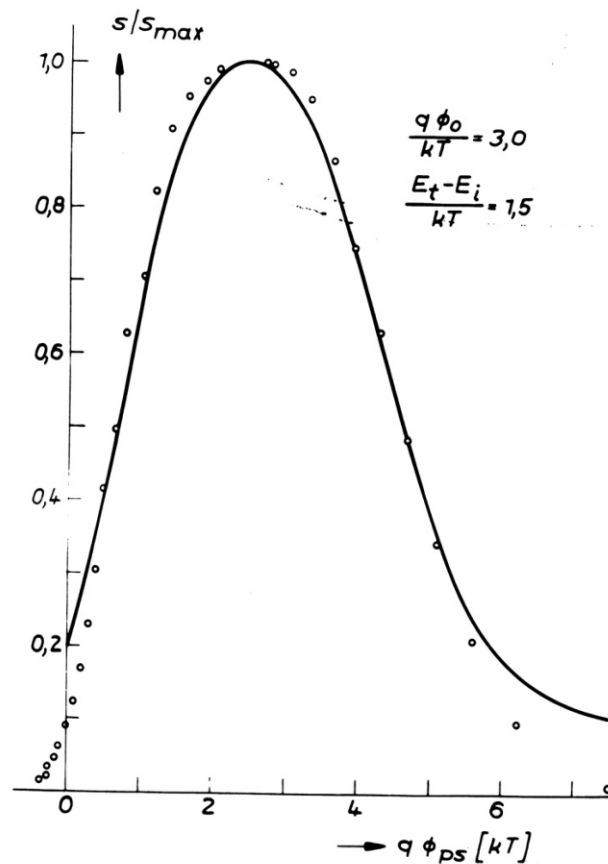


Abb. 71 Approximation von  $s/s_{max}$  durch eine theoretische Kurve

ergibt für  $q\phi_0$  und das Energieniveau des Rekombinationsterms

$$\begin{aligned} q\phi_0 &= 3 \text{ kT} \pm 1 \text{ kT} \\ E_R - E_i &= 1,5 \text{ kT} \pm 1 \text{ kT} \\ (E_R - E_i) &= 4,5 \text{ kT} \end{aligned}$$

wobei nur für  $E_R - E_i - q\phi_0 = 1,5 \text{ kT} - 3 \text{ kT} = -1,5 \text{ kT} < 0$  die Bedingung (72) erfüllt wird, d.h.  $E_R$  ist der tatsächliche Energiewert des Rekombinationsterms.

Kehren wir zu Abb. 67 und Abb. 68 zurück. Die Umladung der Oberflächenterme beim Übergang vom Gleichgewicht in den

Nichtgleichgewichtszustand führt im vorliegenden Fall nicht zu der erwarteten Markierung der Fermiverteilungen, wie sie in Abschnitt 3 Punkt 2 besprochen wurde. Aber für die möglichen Werte von  $E_t - E_i$  und  $N_t$  des Terms, der durch den rechten Teil von Gleichgewicht- und Nichtgleichgewichtskurve repräsentiert wird, und damit auch für die übrigen Terme ergibt sich eine Einschränkung durch den flacheren Verlauf der Nichtgleichgewichtskurve. Indem die Gleichgewichtskurve vom rechten Kurventeil beginnend graphisch in einzelne Fermiverteilungen, die in Abb. 67 als schwache Linien eingezeichnet sind, zerlegt wird, werden für die Dichten und Energieniveaus der Terme die Werte in Tabelle I ermittelt. Die die Messwerte approximierende Kurve, d.h. die Summe aller Fermiverteilungen, ist in Abb. 67 als starke Linie eingezeichnet.

Tabelle I

Term	$E_t - E_i$ [kT]	$N_t$ [cm <sup>-2</sup> ]	$C_p/C_n$	$C_p$ [cm <sup>3</sup> /s]	$C_n$ [cm <sup>3</sup> /s]
1	$7,6 \pm 0,5$	$2,8 \cdot 10^{11} \pm (7 \cdot 10^4)$	$10\%$	$1,1 \cdot 10^{-9} +50 \%, -20 \%$	$2,2 \cdot 10^{-7} +50 \%, -20 \%$
2	$2,1 \pm 0,5$	$2,9 \cdot 10^{10} \pm 52 \pm 17$	$10\%$	$1,1 \cdot 10^{-9} +50 \%, -20 \%$	$2,2 \cdot 10^{-7} +50 \%, -20 \%$
3	$-1,8 \pm 0,5$	$2,9 \cdot 10^{10} \pm 0,3 \pm 0,1$	$10\%$	$1,1 \cdot 10^{-9} +50 \%, -20 \%$	$2,2 \cdot 10^{-7} +50 \%, -20 \%$
4	$-8,4 \pm 0,5$	$9,0 \cdot 10^{11} \pm (5 \cdot 10^{-5})$	$10\%$	$1,1 \cdot 10^{-9} +50 \%, -20 \%$	$2,2 \cdot 10^{-7} +50 \%, -20 \%$

Unter Zuhilfenahme der Nichtgleichgewichtskurve und Formel (60) wird nun die Termanalyse erweitert, indem zusätzlich zu  $E_t$  und  $N_t$  noch Aussagen über  $C_p/C_n$  gemacht werden.

Dem Zusammenfallen der Gleichgewichtskurve (gestrichelte Linie) und der Nichtgleichgewichtskurve im Bereich positiver Bandverbiegungen und dem parallelen Verlauf bei großen negativen Bandverbiegungen entspricht

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}},$$

für den Term 1 und

$$\frac{C_p}{C_n} \gg e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}}$$

für den Term 4. Aus

der Bandverbiegung und  $\delta\phi$  bei der Besetzungswahrscheinlichkeit  $f = \frac{1}{2}$  des Terms 2 im Nichtgleichgewicht ergibt sich  $C_p/C_n = 52$ .

Im vorliegenden Fall tritt bei der Besetzungswahrscheinlichkeit  $f = \frac{1}{2}$  im Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht dieselbe Gesamtladung in den Termen auf. Das gab die Anregung zu folgendem Vorgehen.

Wenn jeder Punkt auf der Gleichgewichtskurve  $Q_{fs}(Y)$  einen Energieterm repräsentiert, dann ist in diesem Punkt der jeweilige Term gerade halb besetzt. Wenn nun dieser Term auch im Nichtgleichgewichtszustand bei der gleichen Gesamtladung gerade halb besetzt ist, d.h. alle energetisch tiefer liegenden Terme vollständig besetzt sind, kann man aus den Bandverbiegungen bei gleicher Gesamtladung im Gleichgewicht und Nichtgleichgewichtszustand, wie in Abschnitt 4 d erklärt, das Verhältnis  $C_p/C_n$  als Funktion der energetischen Lage der Terme angeben.

Abb. 72 zeigt die so erhaltene Funktion  $C_p/C_n = f(E_t - E_i)$ , die wohlgermerkt nur für einige Werte von  $E_t - E_i$  sinnvoll ist. Während im rechten Kurventeil die berechneten Punkte alle auf der gestrichelten Geraden liegen, weichen sie im linken erheblich davon ab. Der linke Teil ist aus dem Abschnitt der  $Q_{fs}$ -Kurven ermittelt worden, der den Leitwertminima entspricht und wo, wie aus den in Abb. 68 eingezeichneten Fehlergrenzen ersichtlich, die graphische Analyse ungenau ist.

Der Wert von  $C_p/C_n$ , der sich für den Term 3 aus dem Verlauf der Punkte in Abb. 72 ergibt, ist auch zu klein, wie aus der approximierenden Kurve, d.h. der Summe aller Termladungen, in Abb. 68 a (Strich-Punkt-Linie) zu erkennen ist. Die Abweichungen dieser approximierenden Kurve von den gemessenen Werten sind im Bereich mittlerer negativer Band-

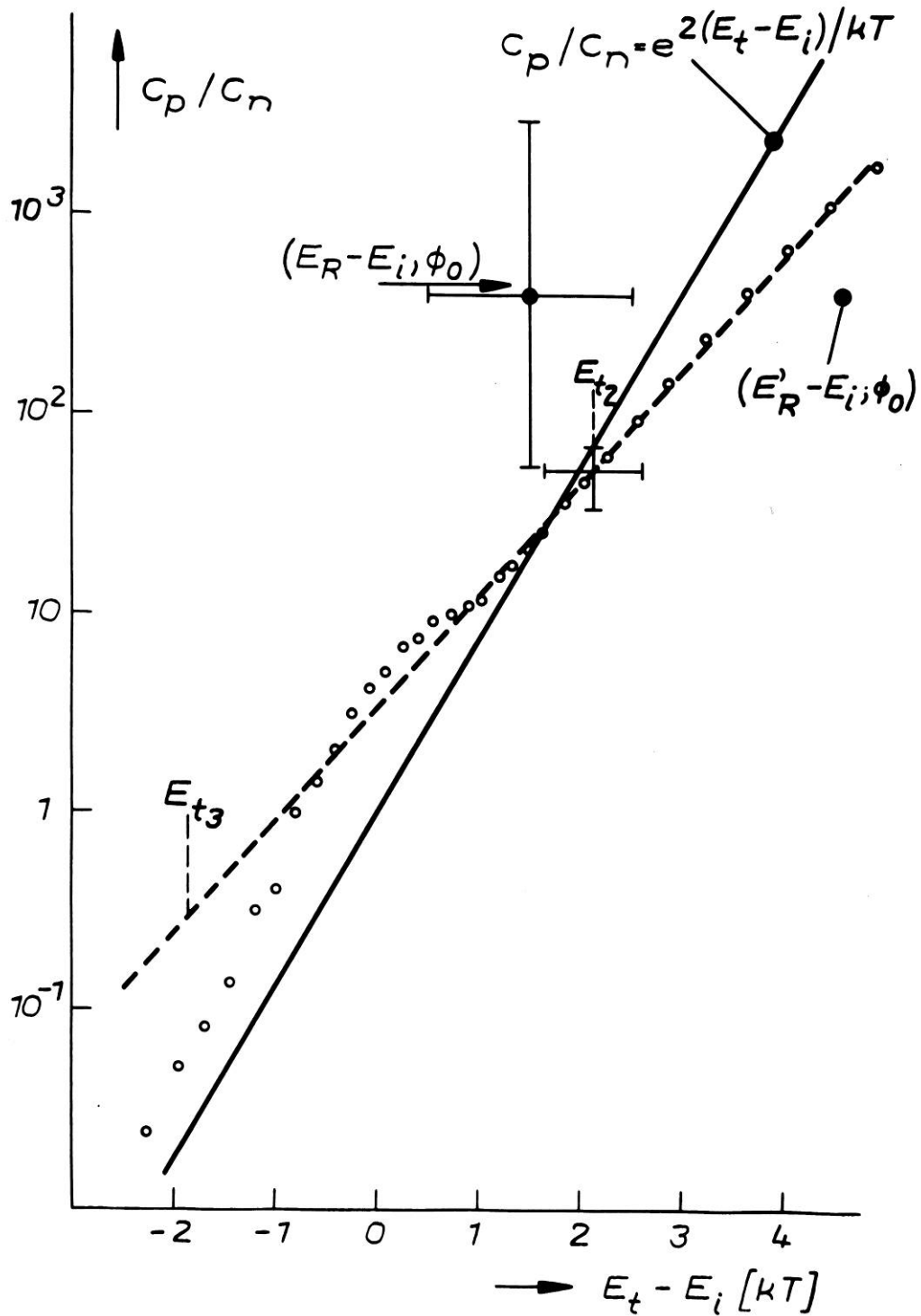


Abb. 72  $C_p/C_n$  als Funktion von  $E_t - E_i$  (gestrichelte Linie),  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$  (ausgezogene Linie) sowie gemessene Oberflächenterme (siehe Text)



verbiegungen, wo die Messungen relativ genau sind, größer als die Fehlergrenzen. Dagegen fallen die Meßpunkte innerhalb der Fehlergrenzen mit der berechneten Termladung zusammen, wenn  $C_p/C_n$  aus der gestrichelten Geraden in Abb. 72 ermittelt wird. Für den Term 3 beträgt dann  $C_p/C_n = 0,3$ . In Abb. 68 und 68 a ist die Summe Termloadungen (als starke Linie) und die Termbesetzungen (als schwache Linien), berechnet mit den Daten aus Tabelle I, eingezeichnet.

Im allgemeinen sind nur genäherte Werte für  $C_p/C_n$  von einer Kurve wie in Abb. 72 zu erwarten, weil die Bedingung, daß die jeweils energetisch tiefer liegenden Terme vollständig besetzt sind, nicht erfüllt zu sein braucht. Im vorliegenden Fall werden mit den Werten von  $C_p/C_n$  die Meßpunkte gut genähert, woraus folgt, daß diese Bedingung gut erfüllt ist.

Durch die Extrapolation der Geraden in Abb. 72 erhält man für den Term 1  $C_p/C_n = 7 \cdot 10^4$  und für den Term 4  $C_p/C_n = 5 \cdot 10^{-5}$ . Die Werte sind in Tabelle I in Klammern angegeben.

Der durch die Ungenauigkeit von  $s$  bedingte Fehler von  $C_p/C_n$  ist relativ gering. Aus dem Anstieg des Teils der  $s(\phi_{ps})$ -Kurve in Abb. 69, der aus der Leitwertabnahme der Feldeffektkurven erhalten wurde, folgt, daß  $s_{\max}$  höchstens 375 cm/s betragen kann. Der Fehler von  $q\delta\phi$ , soweit er in die Werte von  $C_p/C_n$  in Abb. 72 eingeht, überschreitet nicht 0,7 kT. Für  $C_p/C_n$  ergibt sich bei  $E_t - E_i = 1$  kT ein Fehler von 30 %, bei  $E_t - E_i = 2$  kT ein Fehler von 5 % und bei  $E_t - E_i = 4,4$  kT von nur 2 %.

Damit ist demonstriert, wie durch Erweiterung der Termanalyse zusätzlich zu den Energieniveaus und Dichten auch die Werte von  $C_p/C_n$  ermittelt werden können.

Wie bereits in Abschnitt 1 erwähnt, wird die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit für gegebene Werte von  $N_t$

und  $(C_p \cdot C_n)^{1/2}$  am größten, wenn  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$  ist.

In Abb. 72 sind neben der erwähnten gestrichelten Geraden zur Bestimmung von  $C_p/C_n$  noch die Gerade  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$  und die aus der Analyse der Sperrstromkurve erhaltenen Punkte  $(E_R - E_i, \phi_0)$  und  $(E_R' - E_i, \phi_0)$  eingezeichnet. Innerhalb ihrer Fehlergrenzen sind der Rekombinationsterm  $E_R$  und der unabhängig davon mit der Termanalyse bestimmte Term 2 gleich, erfüllen die Bedingungen (72) nämlich  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$  und liegen in unmittelbarer Nähe des Schnittpunktes der gestrichelten Geraden mit  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$ .

Die Termanalyse gibt keinen Anlaß, eine kontinuierliche Termverteilung anzunehmen, da die Ladungsänderung als Funktion der Bandverbiegung innerhalb der Meßgenauigkeit mit diskreten Termen approximiert werden kann.

Die Überprüfung der Oberflächenbeweglichkeit kann zumindest prinzipiell durch Messung des Anstiegs der Nichtgleichgewicht-Feldeffektkurve erfolgen.

Für die Feldeffektbeweglichkeit mit  $dG/dQ$ , d.h. den Kurvenanstieg, gilt

$$\frac{dQ}{dG} = (dQ_{sc} + dQ_{fs}) / dG = \frac{dQ_{sc}}{dG} + \frac{dQ_{fs}}{dY} \frac{dY}{dG} \quad (74)$$

$dG/dQ_{sc}$  ist der Anstieg der theoretische Kurve. Bei sehr großen Aufspaltungen des Fermi-niveaus und günstigen Termdaten kann  $dQ_{fs}/dY$  nach Abschnitt 3 Punkt 1 und Abb. 68 in einem begrenzten Intervall der Bandverbiegung verschwindend klein werden, wogegen  $dY/dG$ , wie aus Abb.16 zu entnehmen ist, beschränkt bleibt. Dann ist  $dG/dQ = dG/dQ_{sc}$ .

Die Aufspaltung des Fermi-niveaus im Bereich der Deformation der Nichtgleichgewicht-Feldeffektkurve beträgt weniger als 4 kT und reicht zur Überprüfung der Oberflächenbeweglichkeit nicht aus.

Bisher unberücksichtigt gelassen wurde die Änderung der Aufspaltung des Fermi-niveaus in der Raumladungsrandschicht.

Für den Nichtgleichgewichtszustand und die gemessenen maximalen Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten ergibt sich nach FRANKL [35] eine zu vernachlässigende Änderung des Quasiferminiveaus der Löcher innerhalb der Raumladungsrandschicht im Fall einer Akkumulations-, Verarmungs- und Inversionsrandschicht.

Die Änderung des Quasiferminiveaus der Elektronen bei Absaugen der Träger aus einer Inversionsschicht wurde von FRANKL nicht betrachtet. Die Quasiferminiveaus an der Grenze zwischen Halbleiter und Deckschicht sind durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit bestimmt. Da die

Elektronen in der Raumladungsrandschicht nur unwesentlich zum Leitwert der Inversionsschicht beitragen, ist die Änderung des Quasiferminiveaus der Elektronen ohne Einfluß auf die Termanalyse.

Bei der Messung der Gleichgewichtskurven besteht ein wesentlich größerer Konzentrationsgradient zwischen Oberfläche und pn-Übergang. An der Grenze zwischen Halbleiter und Deckschicht fallen beide Quasiferminiveaus zusammen. Die Elektronen liefern wiederum zum Leitwert einer Inversionsschicht und die Löcher zum Leitwert einer Akkumulationsschicht nur einen unbedeutenden Beitrag. Wegen der höheren Trägerkonzentration sind die Änderung des Quasiferminiveaus der Elektronen in der Akkumulationsschicht und des Quasiferminiveaus der Löcher in der Inversionsschicht kleiner als im Nichtgleichgewichtszustand.

Bei gestreckten Bändern beträgt der Konzentrationsabfall der Löcher innerhalb einer Debye-Länge entsprechend dem Verhältnis einer Debye-Länge ( $1,2 \cdot 10^{-4}$  cm) zur Probendicke ( $50 \cdot 10^{-4}$  cm) 2 % der Gleichgewichtskonzentration. Mit abnehmender n-Leitung steigt die Löcherkonzentration und die Änderung des Quasiferminiveaus der Löcher nimmt ab.

Der durch die Annahme der Konstanz der Quasiferminiveaus in der Termanalyse verursachte Fehler ist kleiner als 0,05 kT.

### c) Vergleich der gemessenen Termdaten mit Literaturangaben

Wie bereits erwähnt, ist die Termanalyse der Feldeffektkurven nicht eindeutig.

Die Termanalyse der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit als Funktion der Bandverbiegung liefert für einen Rekombinationsterm zwei mögliche Energiewerte.

Wird neben der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit der Feldeffekt gemessen, wie es erstmals MANY und GERLICH [36] taten, kann man zumindest prinzipiell ermitteln, welcher der beiden Energiewerte, die mit  $s(Y)$  bestimmt wurden, der tatsächliche ist. Da die Termanalyse des Feldeffekts aber im Bereich kleiner Bandverbiegungen gegen Schwankungen von  $E_t$  unempfindlich ist, bleibt auch diese Methode unbefriedigend.

Man kann  $s(Y)$  bei verschiedenen Temperaturen messen. Unter der Voraussetzung, daß  $C_p$  und  $C_n$  temperaturunabhängig sind, ist der gemessene Energiewert, der bei Temperaturänderungen weniger variiert, der tatsächliche Energiewert. Nach MARGONINSKI und WALZER [12] sind aber meist beide Energiewerte gleich stark beeinflusst.

Ferner ist es möglich, die Temperaturabhängigkeit von  $s_{\max}$  zu messen. Dann ergibt  $\ln(s_{\max}T)$  über  $1/T$  aufgetragen eine Gerade, deren Neigung entweder  $E_c - E_1$  oder  $E_2 - E_v$  ist ( $E_1$  und  $E_2$  sind die möglichen Energiewerte des Rekombinationsterms). Diese Methode ergibt in einigen Fällen gute Resultate, versagt aber völlig, wenn  $s(Y)$  symmetrisch zu  $Y = 0$  ist, und damit  $E_1 - E_i = E_2 - E_i$  wird.

Mit der Methode der Temperaturabhängigkeit der Leitwertrelaxation beim Impulsfeldeffekt von RUPPRECHT [13] werden die Energieniveaus relativ zum Leitungsband der Majoritätsträger gemessen, wodurch die Terme, die symmetrisch zur Bandmitte liegen, getrennt werden.

In den sehr sorgfältig ausgeführten Untersuchungen an Proben, geätzt in CP-4A, von MARGONINSKI und WALZER [12] sind Messungen der Temperaturabhängigkeit der Leitwertrelaxation nach RUPPRECHT mit Messungen von  $s(Y)$ ,  $s_{\max}(T)$  und dem Feldeffekt gekoppelt worden, um zu eindeutigen Daten zu gelangen.

Nach FRANKL [37] ist die Bestimmung der Termdaten mittels Temperaturabhängigkeit der Leitwertrelaxation nach RUPPRECHT unsicher, da die Interpretation der Messungen nur in einigen Fällen eindeutig ist. FRANKL weist ebenfalls darauf hin, daß die Messungen der Temperaturabhängigkeit des Großsignalfeldefeffektes und der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit sowohl dahingehend interpretiert werden können, daß für den Rekombinationsterm  $E_t > E_i$  als auch daß  $E_t < E_i$  ist.

Aus den Untersuchungen an CP-4 geätzten Proben mit dem Feldeffekt im stationären Nichtgleichgewichtszustand und der Verbreiterung der Sperrstromkurven bei gleichzeitiger Verschiebung des Sperrstrommaximums kann das Energieniveau des Rekombinationsterms eindeutig bestimmt werden. Darüber hinaus ist es möglich, das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte auch für die Terme zu ermitteln, die nicht nachweisbar zur Rekombination beitragen.

In Abb. 73 sind die von MANY [10] zusammengestellten Messergebnisse verschiedener Autoren, die an unterschiedlichen Oberflächen und mit unterschiedlichen Oberflächenbehandlungen erhalten wurden, (als Kreise) und die eigenen Ergebnisse (als Quadrate) zusammen mit der Geraden  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$  und der gestrichelten Geraden aus Abb. 72 eingetragen. (Die vollen Zeichen repräsentieren Terme, die nicht zur Rekombination beitragen).

Im Gegensatz zu den von MANY angegebenen Rekombinationstermen, für die im Bereich  $E_t - E_i > 0$  ausschließlich  $C_p/C_n < e^{2(E_t - E_i)/kT}$  gilt, d.h. die entsprechenden Punkte im Diagramm Abb. 73 liegen unterhalb der ausgezogenen Linie, erfüllt der aus den eigenen Messungen erhaltene Rekombinationsterm die Bedingung  $C_p/C_n \geq e^{2(E_t - E_i)/kT}$ .

Den vorliegenden Messungen zufolge nimmt  $\ln(C_p/C_n)$  linear mit  $E_t - E_i$  zu. Auf den linearen Zusammenhang haben schon RSHANOW [38] und KOC [39] hingewiesen. Der Verlauf der von KOC aus den Daten verschiedener Autoren ermittelten Geraden ist in Abb. 73 (als Strich-Punkt-Linie) eingezeichnet. Danach steigt  $C_p/C_n$  ebenfalls mit dem Energieniveau des Terms, aber der Kurvenanstieg ist kleiner als der Anstieg der gestrichelten Geraden.

RSHANOW gibt zwei parallel verlaufende Geraden an. Eine im Intervall  $3 \text{ kT} < E_t - E_i < 7 \text{ kT}$  und eine um  $C_p/C_n \approx 10^2$  vertikal verschobene für die Bereiche  $-9 \text{ kT} < E_t - E_i < -2 \text{ kT}$  sowie  $7 \text{ kT} < E_t - E_i < 11 \text{ kT}$ . Die letztere Gerade für die beiden äußeren Energiebereiche fällt mit der gestrichelten Linie in Abb. 72 und Abb. 73 zusammen.

Die von MANY angeführten Daten der Terme, die nicht zur Rekombination beitragen und deshalb nur aus der Temperatur-

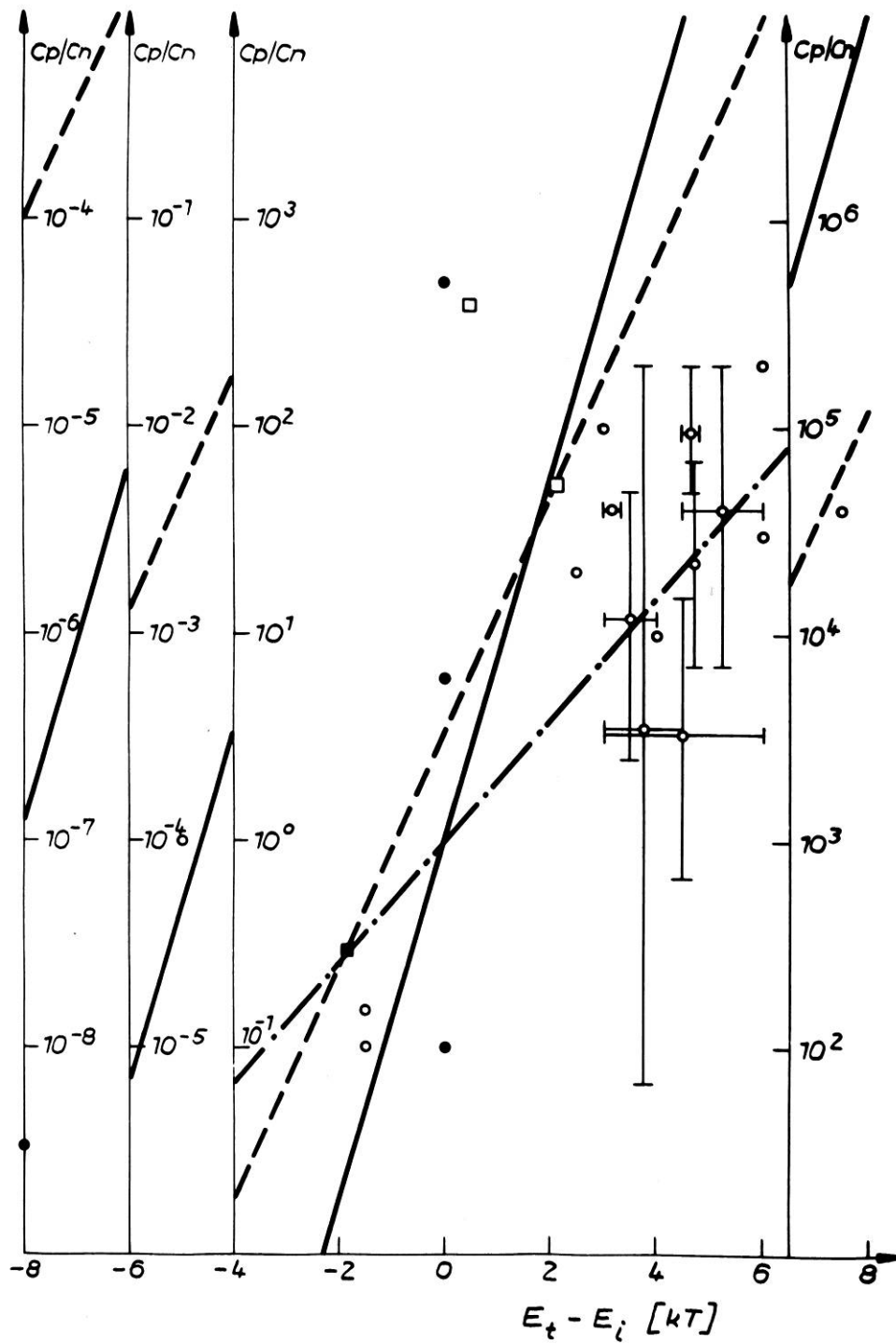


Abb. 73 Vergleich der Daten anderer Autoren für Rekombinationsterme (leere Kreise), Terme, die nicht zur Rekombination beitragen (volle Kreise), mit den eigenen Ergebnissen (leere und volle Quadrate);  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$  (ausgezogene Linie), Verlauf von  $C_p/C_n = f(E_t - E_i)$  nach Abb. 72 (gestrichelte Linie) und Verlauf von  $C_p/C_n = f(E_t - E_i)$  nach KOC (Strich-Punkt-Linie)

abhängigkeit des Feldeffektes bestimmt werden können, weichen deutlich von den Werten der anderen Terme ab. Der zu  $E_t - E_i = -8 \text{ kT}$  und  $C_p/C_n = 3 \cdot 10^{-9}$  gehörende Punkt liegt unterhalb der Geraden  $C_p/C_n = e^{2(E_t - E_i)/kT}$ , das bedeutet  $C_p/C_n \ll e^{2(E_t - E_i)/kT}$ . Weiterhin ist bei  $E_t - E_i = 0$  ein Term angegeben, für den  $C_p/C_n \gg e^{2(E_t - E_i)/kT}$  gilt, dessen Besetzung nach (12) durch  $\phi_p$  gegeben ist, sowie ein weiterer Term, der dagegen der Relation  $C_p/C_n < e^{2(E_t - E_i)/kT}$  genügt und dessen Besetzung vorrangig von  $\phi_n$  bestimmt wird.

Im Gegensatz dazu folgt aus den vorliegenden Messungen an CP-4-geätzten Oberflächen für die Terme im unteren Teil der verbotenen Zone  $C_p/C_n > e^{2(E_t - E_i)/kT}$  und für Terme im oberen Teil  $C_p/C_n < e^{2(E_t - E_i)/kT}$ .

Die erwähnten, von MANY angeführten Terme müssten sich auf den Nichtgleichgewicht-Feldeffektcurven durch Umladungen bemerkbar machen, die von den beobachteten sehr verschieden sind.

Die Frage, in welcher Relation für einen Term  $C_p/C_n$  zu  $e^{2(E_t - E_i)/kT}$  steht, ist für die Entwicklung von Halbleiterbauelementen mit pn-Übergängen von Interesse, denn je nach Art der Termumladungen bei Aufspaltung des Fermi-niveaus können Bandverbiegungen mit verschiedenem Vorzeichen auftreten. Dadurch wird die Funktion der Bauelemente unterschiedlich beeinflusst, siehe z.B. REIMER [40].

#### Bemerkung

In der Literatur wird häufig einem Term mit  $C_p/C_n > 1$  Akzeptorcharakter oder, wenn  $C_p/C_n < 1$ , Donatorcharakter zugesprochen, siehe z.B. MANY [10]. Aus den vorliegenden Ergebnissen folgt übereinstimmend mit den Daten in der Literatur, daß im oberen Teil der verbotenen Zone Oberflächenterme mit Akzeptorcharakter und im unteren Teil Terme mit Donatorcharakter existieren würden, im gewissen Gegensatz zum Volumen, wo die Donatoren dicht unterhalb des Leitungsbandes und die Akzeptoren dicht oberhalb des Valenzbandes auftreten.

Aus der Theorie von SHOCKLEY und READ [3] folgt für die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Terms im thermischen Gleichgewicht

$$f = \frac{C_n n + C_p p_t}{C_n (n + n_t) + C_p (p + p_t)} = \frac{n}{n + n_t} \frac{1}{1 + \frac{C_p (p + p_t)}{C_n (n + n_t)}} + \frac{p_t}{p + p_t} \frac{1}{1 + \frac{C_n (n + n_t)}{C_p (p + p_t)}} \quad (75)$$

Mit der im thermischen Gleichgewicht nach (8) gültigen Relation  $n_t p_t = n p$  ergibt sich

$$\frac{n}{n + n_t} = \frac{n_t p_t}{p(n + n_t)} = \frac{n_t p_t}{n_t(p + p_t)} = \frac{p_t}{p + p_t} \quad (76)$$

und damit wird

$$f = \frac{n}{n + n_t} \left( \frac{1}{1 + \frac{C_p(p + p_t)}{C_n(n + n_t)}} + \frac{1}{1 + \frac{C_n(n + n_t)}{C_p(p + p_t)}} \right) = \frac{n}{n + n_t} \quad (77)$$

Bei Berücksichtigung von (57) erhält man

$$f = \frac{n}{n + n_t} = \left( 1 + e^{(E_t - q\phi)/kT} \right)^{-1} = \left( 1 + g e^{(E_t^* - q\phi)/kT} \right)^{-1} \quad (78)$$

Nach [3] ist  $E_t$  das effektive Energieniveau, in dem der Gewichtungsfaktor  $g = (w_p/w)$ , das Verhältnis der Entartungen des Terms im unbesetzten ( $w_p$ ) und im besetzten Zustand ( $w$ ), berücksichtigt ist. Für Donatoren ist  $g = 1/2$  und für Akzeptoren  $g = 2$ .

Demzufolge besteht im Rahmen der Theorie von SHOCKLEY und READ keine Korrelation zwischen dem Wert von  $C_p/C_n$  und der Frage, ob ein Term ein Donator oder Akzeptor ist. Das liegt daran, daß neben den Gewichtungsfaktoren, die sich aus statistischen Betrachtungen ergeben, die Übergangswahrscheinlichkeiten zusätzlich als phänomenologische Größen in die SHOCKLEY-READ-Theorie eingeführt wurden.



## 8. Einschätzung der Möglichkeit, die Untersuchungen im stationären Nichtgleichgewichtszustand an Silizium vorzunehmen

Sollen die Oberflächenuntersuchungen im stationären Nichtgleichgewichtszustand auf Silizium ausgedehnt werden, sind folgende Probleme zu berücksichtigen:

- 1) Die Dichte der Oberflächenterme ist bei Silizium um eine Größenordnung höher als bei Germanium [9, 10]. Bei Influenz einer Ladung werden mehr Ladungsträger in den Termen lokalisiert und entsprechend weniger verbleiben in der Raumladungsrandschicht. Das bedeutet, daß die durch Influenz erreichbaren Bandverbiegungen klein sind und das für die Auswertung notwendige Leitwertminimum schwieriger zu erreichen ist. Ohne spezielle Oberflächenbehandlung allein durch Erhöhung der Feldspannung ist es in Luft bei Normaldruck nicht möglich, das Leitwertminimum zu erhalten, da bei den notwendigen hohen Feldstärken Entladungen auftreten. Eine bedeutende Erhöhung der Durchschlagspannung lässt sich erzielen, wenn der Feldkondensator in Öl getaucht und Luftbläschen zwischen Halbleiterprobe und Feldelektrode sorgfältig entfernt werden, FLIETNER und GRÄFE [41].
- 2) Das zwischen dem Volumen der Siliziumprobe und der Inversionsschicht bestehende Verarmungsgebiet besitzt bei Raumtemperatur wegen der niedrigen Intrinsic-Konzentration einen so hohen Widerstand, daß kein ausreichender Kontakt zwischen dem Volumen und der Inversionsschicht besteht. Infolgedessen erhält man auf der Leitkurve statt eines Minimums häufig nur einen Sattelpunkt, der erst bei Temperaturerhöhung durch den damit verbundenen Konzentrationsanstieg in ein Minimum übergeht. Ein guter Kontakt zwischen Inversionsschicht und Volumen kann durch aufrauen der Probenränder erreicht werden, wodurch die Konzentration der Rekombinationsterme steigt. Weiterhin ist es möglich, durch Diffusion eines pn-Übergangs an den Stirnseiten der Probe und Kontaktierung sowohl des p-leitenden als auch des n-leitenden Gebiets den Kontakt zwischen Inversionsschicht und Volumen herzustellen. Am besten wird das Problem durch Verwendung eines hochfrequenten Probenstroms gelöst, durch den die Verarmungsschicht kapazitiv überbrückt wird.

- 3) Wegen der niedrigen Ladungsträgerkonzentration ist der Sperrstrom wesentlich geringer als bei Germanium. Es ist deshalb zu erwarten, daß die Sperrstromänderungen infolge Änderungen der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit gegenüber den Aufschlafungen der Sperrstromkurven durch den Aufbau und Abbau der Inversionsschicht klein sind. Die von den Änderungen der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit verursachten Sperrstromsignale können wiederum durch Temperaturerhöhung vergrößert werden.
- 4) Wegen der größeren Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, der kleineren Diffusionskonstanten und vor allem wegen der kleineren Intrinsic-Konzentration von Silizium bei Zimmertemperatur variieren nach FRANKL [35] die Quasiferminiveaus innerhalb der Raumladungsrandschicht erheblich und erschweren die Auswertungen. Auch hier können mittels Temperaturerhöhung diese Variationen in erträglichen Grenzen gehalten werden.

Es bestehen demzufolge keine prinzipiellen Schwierigkeiten, die Oberflächenuntersuchungen im stationären Nichtgleichgewichtszustand auf Silizium auszudehnen. Wenn die Proben temperatur 100 °C bis 200 °C betragen darf und die Probe in Öl getaucht werden kann, dürften die Untersuchungen nur unwesentlich schwieriger als bei Germanium sein. Ferner ist zu erwarten, daß wegen der niedrigen Intrinsic-Konzentration der Volumenanregung beim Silizium weniger technische Schwierigkeiten entgegenstehen als bei Germanium und dadurch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit mit der meßtechnisch günstigen Formel (47) bestimmt werden kann.

## 9. Zusammenfassung und Bemerkungen

- 1) Die vorgenommene Erweiterung der Feldeffektuntersuchungen auf den stationären Nichtgleichgewichtszustand ermöglicht die direkte Messung der Aufspaltung des Fermi-niveaus und damit die Bestimmung der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit allein durch Oberflächenleitwertmessungen.
- 2) Auch mit der Erweiterung der Sperrstromuntersuchungen durch Messung der Sperrstromänderung bei Belichtung ist es möglich, die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit zu messen.
- 3) Mit der entwickelten Apparatur wurde durch gleichzeitige Messung der Sperrstromänderungen und des Oberflächeleitwertes eine Verbreiterung der Sperrstromkurven verbunden mit einer Verschiebung des Sperrstrommaximums gegen das Leitwertminimum an CP-4-geätzten Oberflächen beobachtet. Die Deutung dieser Erscheinung ermöglicht eine eindeutige Bestimmung des Energieniveaus des Rekombinationsterms und weist darauf hin, daß die Übergangswahrscheinlichkeiten des Rekombinationsterms keine Daten der Terme allein, sondern Daten der Terme und des Zustands der Oberfläche sind.
- 4) Für die untersuchten, in CP-4-geätzten Oberflächen wurde die bei den Channeluntersuchungen gemachte Voraussetzung bestätigt, daß für die Terme in der oberen Hälfte der verbotenen Zone  $C_p/C_n \ll e^{2(E_t - E_i)/kT}$  und für die Terme in der unteren Hälfte  $C_p/C_n \gg e^{2(E_t - E_i)/kT}$  gilt.
- 5) Durch Vergleich der Termloadungen im Gleichgewicht und im Nichtgleichgewichtszustand wird die Termanalyse eindeutiger und es kann neben dem Energieniveau und der Dichte auch das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Terme bestimmt werden.
- 6) Mit der entwickelten Methode zur Messung des Oberflächenleitwertes mit einem hochfrequenten Wechselstrom werden Verwehungseffekte der Ladungsträger vermieden. Durch die Parallelschaltung des ohmschen und des kapazitiven Leitwertes zwischen Inversionsschicht und Volumen werden weiterhin die Schwierigkeiten der Kontaktierung der Inversionsschicht umgangen. Einen solchen Kontakt herzustellen, ist besonders schwierig bei Halbleitern mit niedriger Intrinsic-Konzentration. Bei Silizium wurde diese Methode bereits mit Erfolg angewendet.

Herrn Dr. H. Flietner danke ich für die Anregung zur Bearbeitung der vorliegenden Thematik. Ich bin ihm weiterhin zu großem Dank verpflichtet für wertvolle Hinweise und zahlreiche Diskussionen, die meine Arbeit wesentlich förderten.

Herrn Ing. E. Koldewey danke ich für seine große Hilfe beim Bau der nicht unbeträchtlichen Anzahl elektronischer Geräte, die neben der Entwicklungsarbeit auch in einem sorgfältigen mechanischen Aufbau bestand.

Zu großem Dank verpflichtet bin ich

den Herrn Dipl. Phys. J. Herbst und H. Schäfer sowie Herrn Zachert vom VEB Gleichrichterwerk Stahnsdorf für die Unterstützung bei der Beschaffung von Proben und leihweise Überlassung eines Magneten;

Herrn Dipl. Chem. D. Keiler vom VEB Werk für Fernsehelektronik für die erhaltene Hilfe beim Bau einer Wasserstoffreinigungsanlage und der Herstellung von Proben;

Herrn Ing. Irrgang vom VEB Halbleiterwerk Frankfurt/Oder, der sich bereit erklärte, die verwendeten Proben zu läppen.

Herrn Ing. Hesse bin ich ebenfalls zu Dank für den Bau elektronischer Geräte verpflichtet.

Mein Dank gilt auch Herrn Glasbläsermeister H. Hentschel, den Herrn Mechanikermeistern K. Rothe, H. Thom und A. Werner und Herrn Mechaniker K. Märten für die Ausführung zahlreicher mechanischer Arbeiten. Frau M. Przybylka danke ich für die sorgfältig angefertigten Zeichnungen.

## 10. Anhang

Formel (8) kann mit  $q\phi_0/kT = \frac{1}{2} \ln C_p/C_n$  auch geschrieben werden als

$$f = \frac{e^{(q\phi_n - E_i)/kT} + e^{(E_i - E_t + 2q\phi_0)/kT}}{e^{(q\phi_n - E_i)/kT} + e^{(E_t - E_i)/kT} + e^{(E_i - q\phi_p + 2q\phi_0)/kT} + e^{(E_i - E_t + 2q\phi_0)/kT}} \quad (A1)$$

Ist der Term halb besetzt, so folgt aus (A1)

$$e^{(q\phi_n - E_i - q\phi_0)/kT} + e^{(E_i - E_t + q\phi_0)/kT} = e^{(E_t - E_i - q\phi_0)/kT} + e^{(E_i - q\phi_p + q\phi_0)/kT} \quad (A2)$$

Mit der Aufspaltung des Fermi-niveaus

$$\delta\phi = \phi_n - \phi_p$$

und dem energetischen Abstand des Quasifermi-niveaus der Elektronen vom Term-niveau

$$q\delta\phi = q\phi_n - E_t = q\phi_p - E_t + \delta\phi$$

folgt aus (A2)

$$\sinh(E_t + q\delta\phi - E_i - q\delta\phi/2 - q\phi_0)/kT = e^{-q\delta\phi/2kT} \sinh(E_t - E_i - q\phi_0)/kT \quad (A3)$$

Für  $E_t - E_i - q\phi_0 \gg 0$  oder

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}} \quad (A4)$$

gilt  $\delta\phi = 0$ , d.h. das Energieniveau des Terms ist gleich dem Quasiferminiveau der Elektronen. Entsprechend gilt für  $E_t - E_i - q\phi_0 \ll 0$  oder

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}} \quad (A5)$$

$\delta\phi = \delta\phi$ , d.h. das Energieniveau des Terms ist gleich dem Quasiferminiveau der Löcher. Für  $E_t - E_i - q\phi_0 = 0$  oder

$$\frac{C_p}{C_n} \ll e^{\frac{2(E_t - E_i)}{kT}} \quad (A6)$$

ergibt sich  $\delta\phi = \delta\phi/2$ , das Energieniveau des Terms liegt in der Mitte zwischen den beiden Quasiferminiveaus.

Für  $E_t - E_i - q\phi_0 \gg 0$ , bzw. wenn (A4) erfüllt ist, geht (A1) über in

$$f = \frac{1}{1 + e^{(E_t - q\phi_n)/kT} + e^{2(E_t - E_i + q\phi_0)/kT} + 2(E_t - q\phi_n)/kT + q\delta\phi_n/kT} \quad (A7)$$

Für

$$q\delta\phi \ll 2E_t - 2E_i - 2q\phi_0 \gg 0 \quad (A8)$$

ist der dritte Term im Nenner gegen den zweiten zu vernachlässigen. Diese Bedingung ist für negative Werte von  $q\delta\phi$ , wie bei den vorliegenden Sperrstrommessungen, immer erfüllt. Aus (A7) folgt dann

$$f = \left(1 + e^{(E_i - q\phi_n)/kT}\right)^{-1}, \quad (\text{A9})$$

Ganz ähnlich ergibt sich aus (A1) für  $E_t - E_i - q\phi_0 \ll 0$ , bzw. wenn (A5) erfüllt ist,

$$f = \left(1 + e^{(E_i - q\phi_p)/kT}\right)^{-1} \quad (\text{A10})$$

ebenfalls unter der zusätzlichen Voraussetzung  $q\delta\phi \ll 2E_i + 2q\phi_0 - 2E_t \gg 0$ .

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß bei Erfüllung von (A6), wenn  $E_t - E_i - q\phi_0 = 0$ , der erste Term im Nenner der Formeln (19), (20) und (21) sein Minimum erreicht und die Oberflächenrekombinations-geschwindigkeit für gegebene Werte von  $(C_p \cdot C_n)^{1/2}$  und  $N_t$  am größten wird.

## 11. Literatur

- [1] Flietner, H.  
Vortrag auf der Physiker-Tagung, April 1967
- [2] Flietner, H.  
Probleme der Festkörperelektronik, Verlag Technik 1969
- [3] Shockley, W.; Read, W.T.  
Phys. Rev. 87 (1952) S. 835
- [4] Stevenson, D.T. ; Keyes R.I.  
Physica 20 (1954) S. 1041
- [5] Many, A. ; Harnik, E. ; Margoninski, Y  
Semiconductor Surface Physics, Edited by R.H. Kingston,  
University of Pennsylvaniy Press Philadelphia S. 85
- [6] Rshanow, A.W.  
Trudy fisitscheskogo instituta im. Lebedewa, 20 (1963) S. 63
- [7] Wolska, A.  
Proceedings International Conference on Semiconductor Physics,  
Prague 1960 S. 510
- [8] Garrett, C.G.B. ; Brattain, H.W.  
Phys. Rev. 99 (1955) S. 376
- [9] Flietner, H.  
phys. stat. sol. 2 (1962) S. 221
- [10] Many, A. ; Goldstein, Y. ; Grover, N.B.  
Semiconductor Surfaces, North-Holland Publishing Company,  
1965
- [10a] dito S. 390
- [11] Frankl, D.R.  
Journ. Electrochem. Soc. 109 (1962) S. 608
- [12] Margoninski, Y. ; Walzer, Y.  
Phys. Rev. 156 (1967) S. 903
- [13] Rupprecht, G.  
Phys. Rev. 111 (1958) S. 75



- [14] Koc, S., Pilkuhn, M.H.  
Czech. Journ. Phys. B 11 (1961) S. 193  
  
Dorda, G  
Journ. appl. Phys. 34 (1963) S. 3302 .phys. stat. sol. 5 (1964)  
S. 107, siehe auch 11 S. 408
- [15] Kingston, R.H.  
Phys. Rev. 93 (1954) S.346 und 98 (1955) S. 1766 <  
Statz, H. ; de Mars, G.A. ; Davis, L. ; Adams, A.  
Phys. Rev. 101 (1956) S. 1272
- [16] Rosier, L.L.  
IEEE Transactions on Electron Devices ED-13 (1966) S. 260
- [17] Johnson, E.O.  
Phys. Rev. 111 (1958) S. 153
- [18] Heilig, K.  
Zeitschr. exp. Technik d. Physik (1967) 6
- [19] Dousmanis, G.C.  
Phys. Rev. 112 (1958) S. 369
- [20] Flietner, H. ; Gräfe, W.  
Vortrag Nr. 59 auf der Hauptjahrestagung der Physikalischen  
Gesellschaft in Leipzig 1965
- [21] Goldbach, G  
Surface Science 3 (1965) S. 205
- [22] Brattain, W.H. ; Bardeen, J.  
Bell Syst. Techn. Journ. 32 (1953) S. 1
- [23] Grove, A.S. ; Fitzgerald , D.J.  
Solid state electronics 9 (1966) S.783
- [24] Schrieffer, J.R.  
Phys. Rev. 97 (1955) S. 641
- [25] Milles, M.F. ; Hall, T.C.  
Phys. Rev. Letters 1 (1958) S. 276  
  
Frankl, D.R. ; Feuersanger, A.  
Journ. Phys. Chem. Solids 14 (1960) S. BD 14

- [26] Ham, F.S. ; Mattis, D.C.  
IBM Journ. Research Develop 4 (1960) S.143
- [27] Nachmanson, R.S. ; Golikow, Ju.A.  
Fis. Tech. Poluprow. 1 (1967) S. 1104
- [28] Gräfe, W.  
phys. stat. sol. 6 (1964) K 5
- [29] Morin, F.J. ; Maita, J.P.  
Phys. Rev. 94 (1954) S. 1525  
  
Morin, F.J.  
Phys. Rev. 93 (1954) S.62
- [30] Frankl, D.R.  
Journ. Electrochem. Soc. 109 (1962) S.238
- [31] Rshanow, A.W. ; Pawlow, N.M. ; Selesnewa,  
Shurnal. technitscheskoi fiziki 28 (1958) S. 2645
- [32] Koc, S.  
phys. stat. sol. 2 (1962) S. 1304
- [33] Litowtschenko, W.G. ; Ljaschenko, W.I.  
Fizika twerdogo tela 1 (1959) S.1609
- [34] Margoninski, Y.  
Phys. Rev. 121 (1961) S. 1282
- [35] Frankl, D.R.  
Surface science 3 (1965) S. 101
- [36] Many, A. ; Gerlich, D.  
Phys. Rev. 107 (1957) S.404
- [37] Frankl, D.R.  
Electrical Properties of Semiconductor Surfaces, Pergamon Press  
(1967) S. 243
- [38] Rshanow, A.W.  
Fizika twerdogo tela 1 (1959) S. 522
- [39] Koc, S.  
Czech. Journ. Physics B 11 (1961) S. 523

- [40] Reimer, H. ;  
Dissertation TH Ilmenau 1964
  
- [41] Flietner, H. ; Gräfe, W.  
phys. stat. sol. 18 (1966) K 5